www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

13e JAARGANG No. 8, blz. 213-248 AUGUSTUS 1951

Philips Technisch Tijdschrift

BEHANDELENDE TECHNISCHE VRAAGSTUKKEN
SAMENHANGENDE MET DE PRODUCTEN, WERKWIJZEN EN ONDERZOEKINGEN
VAN DE N.V. PHILIPS' GLOEILAMPENFABRIEKEN

REDACTIE: NATUURKUNDIG LABORATORIUM DER N.V. PHILIPS' GLOEILAMPENFABRIEKEN, EINDHOVEN

DE MAGNETISCHE EN ELECTRISCHE EIGENSCHAPPEN VAN FERROXCUBE-MATERIALEN

door J. J. WENT en E. W. GORTER. 538.246:621.315.592.4

Een van de belangrijkste resultaten die bij het wetenschappelijk onderzoek van de vaste stof in het laatste decennium naar voren zijn gekomen, is ongetwijfeld de ontwikkeling van ferromagnetische materialen voor gebruik bij hoge frequenties. Over de toepassing van deze materialen heeft de lezer van dit tijdschrift reeds herhaaldelijk het een en ander kunnen vernemen. Een speciaal aan dit onderwerp gewijd artikel van enige jaren geleden moest echter noodzakelijk betrekkelijk kort zijn, omdat de ontwikkeling van de bedoelde materialen toen nog in volle gang was. Nu de ontwikkeling tot een zekere afronding is gekomen, is het mogelijk deze nieuwe ferromagnetische materialen aan een meer uitvoerige bespreking te onderwerpen.

Inleiding

De in dit artikel te bespreken ferromagnetische materialen, die de handelsnaam Ferroxcube dragen, zijn ontstaan uit de behoefte de verliezen te vermijden die bij hoge frequenties in de tot nu toe gebruikelijke metallische ferromagnetica optreden. Deze verliezen ontstaan door verschillende physische oorzaken, te weten:

1) Het optreden van wervelstromen.
2) Het hysteresisverschijnsel.
3) De zogenaamde ferromagnetische resonantieabsorptie [1]) en eventueel nog andere mechanismen.

Men noemt de verliezen die aan de hier opgesomde oorzaken zijn te wijten resp. de wervelstroomverliezen, de hysteresisverliezen en de restverliezen.

Het is gebruikelijk de grootte van de verliezen die optreden in de ferromagnetische kern van een spoel indien hierin een (zwakke) wisselstroom vloeit, te beschrijven door de zogenaamde verliesfactor [2]):

$$\frac{\Delta R}{\mu_r f L}.$$

Hierin is ΔR de vervangingsweerstand die (in serie met de spoel geschakeld) een verlies zou veroorzaken dat gelijk is aan de door het ferromagneticum geïntroduceerde verliezen, μ_r de relatieve magnetische permeabiliteit van de ferromagnetische stof ($\mu = \mu_r \mu_0$ [3])), f de frequentie van de wisselstroom en L de zelfinductie van de spoel met kern. In het geval van een ringspoel is $L = \mu_r L_0$, waarbij L_0 de zelfinductie van de spoel zonder kern is. De betekenis van de verliesfactor wordt duidelijk als men hem in de vorm brengt:

$$\frac{\Delta R}{\mu_r f L} = \frac{2\pi}{\mu_r}\frac{\Delta R}{\omega L} = \frac{2\pi}{\mu_r}\frac{1}{Q},$$

waarbij Q de kwaliteit is van een kring met weerstand ΔR en zelfinductie L. De factor $1/\mu_r$ is toegevoegd omdat de zo gedefinieerde verliesfactor niet verandert bij aanbrengen van een luchtspleet in het magnetisch circuit.

Bij de bekende metallische ferromagnetica is het gebruikelijk deze dissipatiefactor in de volgende vorm te schrijven:

$$\frac{\Delta R}{\mu_r f L} = C_w f + C_h B_{max} + C_r, \quad . \quad . \quad (1)$$

[1]) Zie H. G. Beljers en J. L. Snoek, Philips techn. T. **11**, 317, 1949.
[2]) Zie J. L. Snoek, Philips techn. T. **8**, 353, 1946.
[3]) In het hier gebruikte systeem van gerationaliseerde Giorgi-eenheden is de permeabiliteit van het vacuum $\mu_0 = 4\pi/10^7$ H/m en de diëlectrische constante van het vacuum $\varepsilon_0 = 10^7/4\pi c^2$ F/m.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

waarin C_w en C_h constanten zijn, de zg. wervelstroomconstante en de hysteresisconstante. De term C_r vertegenwoordigt de restverliezen, die aan de onder 3) genoemde oorzaken zouden zijn te wijten. B_{max} is de topwaarde van de magnetische inductie. Bij hoge frequenties blijkt in een goed geleidend ferromagneticum de wervelstroomterm verreweg de grootste bijdrage tot de dissipatiefactor te leveren, te meer daar men in het algemeen bij toepassingen in het gebied der hoge frequenties met kleine waarden van B_{max} kan volstaan. De wervelstroomconstante C_w heeft voor een plaat van dikte D, die evenwijdig aan zijn vlak gemagnetiseerd wordt, en in de veronderstelling dat de plaat ten opzichte van de permeabiliteit homogeen en isotroop is, de volgende vorm:

$$C_w = \frac{\pi^2 \mu_0}{3} \frac{D^2}{\varrho} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (2)$$

Hierin is ϱ de soortelijke weerstand van het ferromagneticum. We zien dat het voordelig is om in plaats van een massieve kern te gebruiken, deze samen te stellen uit een groot aantal (n) van elkaar geïsoleerde dunne platen met dikte D/n, hetgeen aanleiding geeft tot het gebruik van de bekende gelamelleerde kernen. Immers, voor een op die manier geconstrueerde kern met totale dikte D is de wervelstroomconstante een factor $1/n$ kleiner dan voor een massieve kern van hetzelfde materiaal en dezelfde afmetingen. Hoe hoger de frequentie, des te dunner zal men de lamellen moeten kiezen. Het zeer dun uitwalsen van platen is echter een kostbaar procédé. Daarom maakt men voor hogere frequenties wel gebruik van zogenaamde poederkernen, die uit kleine van elkaar geïsoleerde deeltjes met een diameter van ongeveer 5 micron bestaan. Aan het gebruik van deze kernen zijn echter ook grote bezwaren verbonden. Deze hangen samen met het feit dat de kern niet homogeen met ferromagnetisch materiaal is gevuld, waardoor geen homogene magnetisatie ontstaat. Het gevolg is een verlies aan „effectieve" permeabiliteit en een extra toeneming van de verliezen [4]).

Al deze bezwaren nu hebben aanleiding gegeven tot het zoeken naar een ferromagnetisch kernmateriaal met een zo grote soortelijke weerstand ϱ, dat de wervelstroomverliezen verwaarloosbaar worden (zie verg. (2)), zelfs als men dat materiaal in homogene vorm gebruikt, dus niet gelamelleerd of als poeder. Hieruit is de ontwikkeling van de ferromagnetische oxyden voortgekomen, waarvan de technisch belangrijke onder de naam Ferroxcube bekend zijn geworden. Conform de eis volgens welke zij ontwikkeld zijn, hebben deze materialen in het algemeen een zo grote soortelijke weerstand, dat de wervelstroomverliezen verwaarloosbaar zijn. Dit betekent niet dat er in het geheel geen verliezen in Ferroxcube-materialen optreden, doch alleen, dat men de verliezen die men in deze stoffen waarneemt in hoofdzaak moet klassificeren als hysteresis- en restverliezen. De restverliezen (term C_r in verg. 1) zijn hierbij een functie van de frequentie (zie [2])).

Bij een bepaalde frequentie en een bepaalde maximale waarde van de inductie kan men (bijv. door opmeten van de hysteresiskromme) nagaan welk gedeelte van het totale verlies zijn oorzaak in hysteresis vindt. Het is echter niet mogelijk — en het is goed zich van het begin af aan met dit feit vertrouwd te maken — deze scheiding op een algemene manier uit te voeren, zoals dat door formule (1) tot uitdrukking is gebracht. Als men deze formule voor de Ferroxcube-materialen toch zou willen toepassen, dan zou blijken, dat de coëfficient C_h ook van de frequentie afhangt, terwijl de term C_r behalve van de frequentie ook van de inductie zou afhangen. Zoals we later zullen zien, blijkt het echter mogelijk te zijn het totale door het ferromagneticum geïntroduceerde verlies op een goed hanteerbare manier aan te geven.

In dit artikel zullen nu achtereenvolgens de volgende punten ter sprake komen: de chemische en kristallografische bouw van de Ferroxcube-materialen en in verband hiermede de voor het ferromagnetisme zo fundamentele grootheid, de verzadigingsmagnetisatie [5]); het gedrag van Ferroxcube-materialen in zwakke velden, waarbij we onze aandacht zullen richten op de permeabiliteit (ook in afhankelijkheid van de temperatuur), die voor de toepassingen van het grootste belang is, en op de magnetische verliezen; het gedrag in sterkere velden, waarbij eveneens de permeabiliteit en de verliezen beschouwd zullen worden. Ten slotte zullen we nog enkele opmerkingen maken over de uit-

[4]) Zie het in [2]) aangehaalde artikel. — Bij zeer kleine deeltjesgrootte wordt ook de „intrinsieke" permeabiliteit van de deeltjes kleiner; zie L. Néel, C. R. Paris **224**, 1550, 1947.

[5]) Zoals bekend mag worden ondersteld, is een ferromagnetische stof in onverzadigde toestand verdeeld in de zogenaamde gebiedjes van Weiss. Binnen elk gebiedje is de stof spontaan gemagnetiseerd en is de grootte van de magnetisatie gelijk aan de bij die temperatuur behorende verzadigingsmagnetisatie. Dat de magnetisatie van de stof als geheel afwijkt van de verzadigingsmagnetisatie, komt doordat de richting van de magnetisatie in de verschillende gebiedjes verschillend is. Onder verzadigingsmagnetisatie, zonder verdere toevoeging, zullen we in het vervolg verstaan de waarde van de magnetisatie in voldoend sterke velden bij een temperatuur van 0 °K; hij wordt dus gelijkgesteld aan de spontane magnetisatie bij deze temperatuur. (De in dit artikel opgegeven waarden zijn bij de temperatuur van vloeibare stikstof gemeten. De hierdoor gemaakte fout is echter in het algemeen niet van groot belang.)

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

zonderlijke diëlectrische eigenschappen van de Ferroxcube-materialen, die onder zeer bepaalde omstandigheden aanleiding kunnen geven tot het optreden van extra verliezen.

Samenstelling en bereiding der ferrieten

De Ferroxcube-materialen behoren, wat hun chemische samenstelling betreft, tot de groep der zg. ferrieten, met de samenstelling $Me^{2+}Fe_2^{3+}O_4$, waarbij Me^{2+} een symbool is voor een tweewaardig metaal. In het bijzonder zijn alle Ferroxcube-materialen kubische ferrieten, met dezelfde kristalstructuur als Fe_3O_4 en het mineraal spinel ($MgAl_2O_4$), welke structuur daarom de spinelstructuur wordt genoemd [6]). De ferrieten kan men ontstaan denken uit Fe_3O_4 doordat men tweewaardige ijzerionen door een of meer andere soorten tweewaardige metaalionen, bijv. Mn, Co, Ni, Cu, Mg, Zn of Cd, vervangt.

De bereiding van de ferrieten gebeurt gewoonlijk volgens een sinterproces, zoals dit gebruikelijk is in de keramische industrie. De samenstellende metaaloxyden worden gemengd, gemalen, veelal voorgesinterd en wederom gemalen, en ten slotte tezamen met de noodzakelijke binders in de gewenste vorm geperst en op hoge temperatuur gesinterd. Bij dit sinteren zal er een zekere krimp optreden, waarmee men bij het dimensionneren van de persvorm rekening moet houden. Bij het definitieve sinterproces speelt de atmosfeer een grote rol, daar hierdoor de zo belangrijke oxydatiegraad van het product wordt bepaald. Ten slotte willen we er hier reeds op wijzen, dat door dit sinterproces niet een geheel massief materiaal wordt verkregen doch een product dat steeds een klein volume-percentage aan holten bevat.

Kristalstructuur der ferrieten

De Ferroxcube-materialen, met de chemische samenstelling $Me^{2+}Fe_2^{3+}O_4$, kristalliseren, zoals we al zeiden, in de spinelstructuur. Deze structuur kunnen we als volgt beschrijven (zie *fig. 1*). De grote zuurstofionen vormen bij zeer goede benadering een kubisch dichtste bolstapeling. In de kleine holten tussen de grote zuurstofionen bevinden zich de kleine twee- en driewaardige metaalionen. Er bestaan in een dichtste bolstapeling twee soorten van holten; de ene soort is door 4 zuurstofionen omgeven, de zogenaamde tetraëderholten, de andere soort is door 6 zuurstofionen omgeven, de octaëderholten. In de spinelstructuur zijn een gedeelte dezer holten bezet, en wel twee maal zo veel octaëder- als tetraëderholten. Een zeer belangrijk punt is nu de verdeling van de verschillende metaalionen over de ter beschikking staande kristallografische plaatsen. Dat er voor deze verdeling verschillende mogelijkheden bestaan, werd voor het eerst aangetoond door Barth en Posnjak [7]). Door Verwey en Heilmann [8]) zijn daarna de ferrieten op dit punt nader onderzocht, met het volgende resultaat:

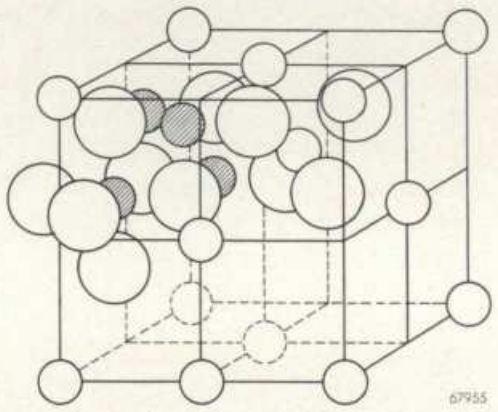


Fig. 1. De elementaire cel van de spinelstructuur. De grote bollen zijn zuurstofionen, de kleine gearceerde bollen ionen op octaëderplaatsen, de kleine ongearceerde bollen ionen op tetraëderplaatsen. Slechts in twee van de acht octanten die tezamen de elementaire cel vormen, zijn alle ionen getekend. Er bevinden zich tweemaal zo veel ionen op octaëderplaatsen als op tetraëderplaatsen.

Bij de zogenaamde „normale" spinellen bezetten de tweewaardige metaalionen de tetraëderplaatsen, terwijl alle octaëderplaatsen door de driewaardige metaalionen zijn bezet. Deze rangschikking vinden we, op kleine afwijkingen na, bij Zn- en Cd-ferriet. Alle andere bekende enkelvoudige ferrieten (ferrieten die slechts één soort tweewaardige metaalionen bevatten) zijn zogenaamd omgekeerd (Engels: inverted). Hier bevinden zich de tweewaardige metaalionen geheel of in hoofdzaak op octaëderplaatsen, terwijl de driewaardige ionen voor de helft de overgebleven octaëderplaatsen en voor de andere helft de tetraëderplaatsen bezetten.

Verzadigingsmagnetisatie

Enkelvoudige ferrieten

De waarde van de spontane magnetisatie (verzadigingsmagnetisatie) is voor de diverse ferrieten verschillend. In het bijzonder heeft zij voor zink- en cadmiumferriet de waarde nul, dwz. deze twee ferrieten (de enige enkelvoudige ferrieten die niet omgekeerd zijn, zie boven!) zijn niet ferromagnetisch. Alle andere ferrieten zijn wel ferromagnetisch.

[6]) Zie ook: E. J. W. Verwey, P. W. Haaijman en E. L. Heilmann, Philips techn. T. **9**, 186, 1947.

[7]) T. F. W. Barth en E. Posnjak, Z. Krist. **82**, 325, 1932.

[8]) E. J. W. Verwey en E. L. Heilmann, J. chem. Phys. **15**, 174, 1947.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Het is nu gebleken dat men de waarde van de verzadigingsmagnetisatie der Ferroxcube-materialen in verband kan brengen met de beschreven kristalstructuur, en wel in het bijzonder met de vermelde verdeling der ionen over de verschillende kristallografische posities die in het spinelrooster beschikbaar zijn.

Laten we beginnen met te constateren dat het voor de ferromagnetische metalen tot nu toe niet goed mogelijk is geweest de gevonden waarden van de verzadigingsmagnetisatie theoretisch te berekenen. Bij ionenverbindingen, zoals die waarmee we hier te maken hebben, zou men in principe verwachten dat dit wèl mogelijk zou zijn. Immers, het is gebleken dat men in paramagnetische zouten waarin dezelfde ionen voorkomen, aan elk ion een bepaald magnetisch moment kan toekennen. Het ligt voor de hand te onderstellen dat het magnetisch moment van een bepaald ion in een ferromagnetische ionenverbinding, in casu een ferriet, even groot is als in een paramagnetisch zout. Wanneer men dan bovendien aanneemt dat alle magnetische ionen ten volle tot de magnetisatie bijdragen (dat wil zeggen dat bij een temperatuur van 0 °K de magnetische momenten van alle ionen evenwijdig staan), dan kan men door sommering van de momenten der aanwezige ionen berekenen hoe groot de verzadigingsmagnetisatie van ons ferriet, uitgedrukt in Bohr-magnetonen per „molecuul" $Me^{2+}Fe_2^{3+}O_4$, zou moeten zijn.

De experimenteel gevonden waarden zijn echter veel kleiner dan uit deze berekening volgt; zie *tabel I*, kolom 4 en 6.

netische dipool op een tetraëderplaats een sterke neiging vertoont om antiparallel te gaan staan met de dipolen op naburige octaëderplaatsen. Ook tussen magnetische momenten op één soort roosterplaatsen bestaat een dergelijke, zij het zwakkere, wisselwerking.

Deze veronderstellingen hebben o.a. de volgende consequenties [11]).

De magnetische momentjes op één soort plaatsen zijn onderling gelijk gericht, en wel heeft de totale magnetisatie van de deeltjes op de octaëderplaatsen juist de tegengestelde richting als de totale magnetisatie van de deeltjes op de tetraëderplaatsen. Immers alle „tetraëderburen" van een bepaald „octaëdermomentje" zullen antiparallel hiermee staan. Alle octaëderburen van de genoemde tetraëderburen zullen weer met deze antiparallel staan. Met andere woorden, zij zullen evenwijdig gericht staan met het dipooltje op de octaëderplaats waarvan we uitgingen, en zo voort. Hieruit volgt dus dat de magnetisatie van het gehele kristal gelijk zal zijn aan het verschil van de partiële magnetisatie van de dipooltjes op de octaëder- en de tetraëderplaatsen, hetgeen bij benadering in overeenstemming is met de experimenteel gevonden waarden (tabel I, kolom 5 en 6).

Een speciale beschouwing is nog nodig voor gevallen als bijv. dat van zinkferriet. Hierbij zijn immers de tetraëderplaatsen uitsluitend door niet-magnetische Zn-ionen bezet. Een wisselwerking tussen magnetische momenten op verschillende plaatsen, die hierboven de situatie beheerste, treedt nu in het geheel niet op. De enige magnetische wisselwerking die in dit geval aanwezig kan zijn, is die tussen de ferri-ionen op de octaëderplaatsen onderling. Een dergelijke wisselwerking tracht het aantal antiparallel georienteerde paren van naaste buren zo groot mogelijk te maken. Heeft ieder

Tabel I. De magnetische momenten van verschillende ferrieten bij verzadiging M_s, uitgedrukt in het aantal Bohr-magnetonen per molecuul [9]).

Ferriet	Ionen op tetraëderplaatsen	Ionen op octaëderplaatsen	$M_{s_{oct.}}+M_{s_{tetr.}}$	$M_{s_{oct.}}-M_{s_{tetr.}}$	$M_{s_{exp.}}$
ferroferriet	Fe^{3+}	$(Fe^{2+}Fe_{3+})$	(4+5)+5=14	(4+5)−5= 4	4,2
mangaanferriet	Fe^{3+}	$(Mn^{2+}Fe^{3+})$	(5+5)+5=15	(5+5)−5= 5	5,0
nikkelferriet	Fe^{3+}	$(Ni^{2+}Fe^{3+})$	(2+5)+5=12	(2+5)−5= 2	2,3
zinkferriet	Zn^{2+}	$(Fe^{3+}Fe^{3+})$	(5+5)+0=10	(5+5)−0=10	0
kolom 1	2	3	4	5	6

De verklaring van deze discrepantie is door Néel [10]) gegeven. Hij neemt aan dat een mag-

[9]) Uit de in kolom 6 gegeven waarden vindt men de verzadigingspolarisatie in Wb/m² door deze waarden te vermenigvuldigen met: 7,0 maal de schijnbare dichtheid in g/cm³ (tabel III, kolom 2) gedeeld door het moleculair gewicht in g. De verzadigingspolarisatie J_s in Wb/m² is gelijk aan de verzadigingsmagnetisatie M_s in A/m vermenigvuldigd met μ_0.

[10]) L. Néel, Ann. Physique **3**, 137, 1948.

[11]) Voor een uitgebreider beschouwing naar aanleiding van deze veronderstellingen moeten we naar het in noot [10]) aangehaalde artikel verwijzen.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

magnetisch momentje uitsluitend antiparallel georienteerde naaste buren, dan zal klaarblijkelijk de totale magnetisatie nul zijn, zoals we bij zinkferriet inderdaad vinden. Nu is het weliswaar voor het gecompliceerde spinelrooster niet mogelijk een toestand te bedenken waarbij alle naaste buren van een ion antiparallel hiermee gerichte momenten hebben. Toch is ook hier een ordening denkbaar waarbij de totale magnetisatie nul is — terwijl de waarde nul natuurlijk ook zal resulteren in het geval dat de wisselwerking tussen de ferri-ionen op octaëderplaatsen onmerkbaar klein is en dus alle magnetische momentjes geheel willekeurig georienteerd zijn.

Gemengde ferrieten

De in de practijk onder de naam Ferroxcube gebruikte ferrieten zijn voor het merendeel mengkristallen van twee of meer enkelvoudige ferrieten en worden hier aangeduid als „gemengde ferrieten". Hiervan zijn het belangrijkste de MnZn-ferrieten (Ferroxcube III) en de NiZn-ferrieten (Ferroxcube IV).

Zoals door röntgendiffractie-onderzoek is aangetoond, bezetten hier de Zn-ionen evenals in zinkferriet tetraëderplaatsen. De Mn- en Ni-ionen nemen evenals in Mn- en Ni-ferriet octaëderplaatsen in. De ferri-ionen ten slotte nemen de nu nog ter beschikking staande tetraëder- en octaëderplaatsen in. Symbolisch kunnen we de verdeling weergeven door:

$$(Zn_x^{2+}\ Fe_{1-x}^{3+})_{tetr.}\ (Me_{1-x}^{2+}\ Fe_{1+x}^{3+})_{oct.}\ O_4.$$

Als het Zn-gehalte klein is, zijn er genoeg driewaardige ijzerionen op de tetraëderplaatsen om alle magnetische momentjes op de octaëderplaatsen evenwijdig te doen staan. Zoals we zagen, wordt in dit geval de verzadigingsmagnetisatie gegeven door het verschil van de partiële magnetisaties. Daar nu de partiële magnetisatie van de ionen op de tetraëderplaatsen wegens de aanwezigheid van (niet magnetische) Zn-ionen kleiner zal zijn dan in het geval van zuiver Ni-ferriet (of Mn-ferriet), zal de verzadigingsmagnetisatie van een gemengd ferriet toenemen met toenemend Zn-gehalte (zolang de concentratie van Zn ten minste klein blijft).

Dit heeft men in de practijk inderdaad gevonden; zie *tabel II*.

Tabel II. De verzadigingsmagnetisatie M_s in Bohr-magnetonen per molecuul en de Curietemperatuur T_c voor verschillende NiZn-ferrieten.

Ionen op tetraëderplaatsen	Ionen op octaëderplaatsen	$M_{s_{theor.}} = M_{s_{oct.}} - M_{s_{tetr.}}$	$M_{s_{exp.}}$	$M_{s_{theor.}} - M_{s_{exp.}}$	T_c in °C
$Fe_{1,0}$	$Ni_{1,0}\,Fe_{1,0}$	(2,3+5,0)—5,0=2,3	2,3	0	585
$Zn_{0,1}\,Fe_{0,9}$	$Ni_{0,9}\,Fe_{1,1}$	(2,1+5,5)—4,5=3,1	2,9	0,2	530
$Zn_{0,3}\,Fe_{0,7}$	$Ni_{0,7}\,Fe_{1,3}$	(1,7+6,5)—3,5=4,7	4,2	0,5	435
$Zn_{0,5}\,Fe_{0,5}$	$Ni_{0,5}\,Fe_{1,5}$	(1,1+7,5)—2,5=6,1	5,0	1,1	295
$Zn_{0,7}\,Fe_{0,3}$	$Ni_{0,3}\,Fe_{1,7}$	(0,7+8,5)—1,5=7,7	3,9	3,8	85

Er doet zich dus het op het eerste gezicht merkwaardige feit voor dat de vervanging van magnetische ionen in een ferromagnetische stof door niet-magnetische, onder bepaalde omstandigheden tot vergroting van de verzadigingsmagnetisatie leidt.

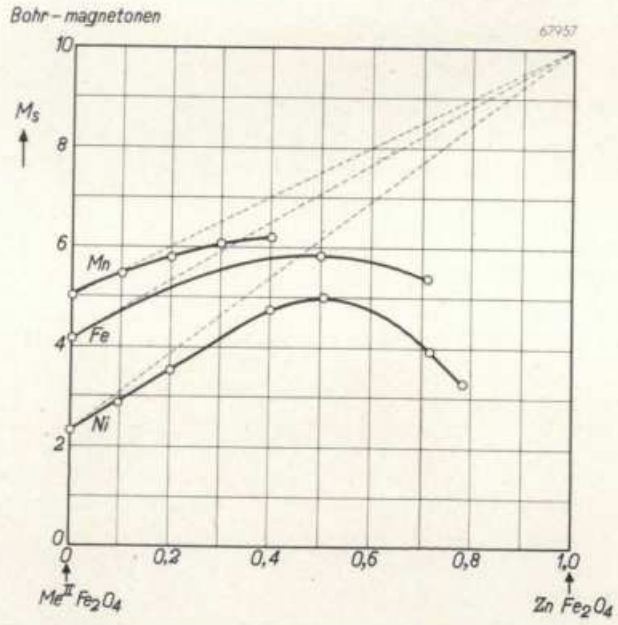


Fig. 2. De verzadigingsmagnetisatie van gemengde ferrieten. In de figuur is voor verschillende gemengde ferrieten uitgezet de verzadigingsmagnetisatie in Bohr-magnetonen per molecuul als functie van de fractie zinkferriet. De gestippelde lijnen zouden dit verband goed weergeven als de ionen op de tetraederplaatsen steeds in staat waren de magnetische momenten van de ionen op de octaëderplaatsen te richten. Met toenemend zinkgehalte (op de tetraëderplaatsen) neemt de richtende werking echter af, door het geringe aantal magnetische ionen dat nog op de tetraëderplaatsen overblijft. Op deze wijze komen de getekende krommen tot stand, die voor Zn-gehalte nul aan de gestippelde lijnen raken doch voor grotere Zn-gehalten steeds meer hiervan afwijken.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

De genoemde restrictie, dat de Zn-concentratie klein moet zijn, is als volgt te begrijpen [12]). Bij een grote concentratie van Zn-ionen zal het gebeuren dat, ten minste in sommige kleine gedeelten van het kristal, zo weinig magnetische ionen op tetraëderplaatsen aanwezig zijn, dat in deze gedeelten van het kristal de tetraëder-octaëder-wisselwerking, die de momentjes op de octaëderplaatsen parallel tracht te orienteren, het niet meer vermag te winnen van de hierboven voor zinkferriet vermelde invloeden die de magnetische momentjes hetzij antiparallel hetzij in willekeurige richtingen trachten te orienteren. Het gevolg is dan een verkleining van de verzadigingsmagnetisatie (*fig. 2*).

De antiparallelle instelling der momenten maakt dat de maximaal voor een ferriet bereikbare verzadigingsmagnetisatie betrekkelijk klein is. Metallisch ijzer heeft een verzadigingsmagnetisatie die ongeveer 3× zo groot is. Dit heeft tot gevolg dat voor toepassingen waarbij een hoge inductie gewenst is en waarbij niet met hoge frequenties wordt gewerkt, zoals bijv. in sterkstroomtransformatoren, de toepassing van Ferroxcube niet voor de hand ligt.

Curietemperatuur van gemengde ferrieten

In tabel II is de Curietemperatuur (T_c) van NiZn-ferrieten met verschillend Zn-gehalte aangegeven. We zien dat de Curietemperatuur monotoon afneemt met toenemend Zn-gehalte, en dit blijkt zo te zijn voor alle gemengde Zn-ferrieten. Er bestaat dus de mogelijkheid, materialen te maken met een zo lage Curietemperatuur als men maar wil, in de vorm van gemengde ferrieten met een geschikt gehalte aan zink. We zullen dadelijk zien dat deze mogelijkheid van groot practisch belang is.

De oorzaak voor het beschreven gedrag is als volgt plausibel te maken.

Het is bekend dat in een eenvoudige ferromagnetische stof met één soort roosterplaatsen bij het Curiepunt de gemiddelde energie van een magnetisch momentje ten gevolge van de warmtebeweging, kT_c, van dezelfde orde van grootte is als de gemiddelde energie die nodig zou zijn om, uitgaande van een toestand van volledige ordening, een momentje van richting om te keren. Deze energie is evenredig met het gemiddelde aantal door magnetische ionen bezette naaste buurplaatsen.

Dit beeld is gemakkelijk te generaliseren zodat het bruikbaar wordt voor het geval van ferrieten, waarbij men magnetische momentjes op twee soorten roosterplaatsen, dus magnetische momentjes met twee soorten omringing, heeft. Als het aantal magnetische ionen op tetraëderplaatsen zich verhoudt tot het aantal magnetische ionen op octaëderplaatsen als t/o $(t + o = 1)$, dan wordt de grootheid kT_c wat orde van grootte betreft gegeven door $t \cdot E_t + o \cdot E_o$, waarbij E_t en E_o de energieën zijn die nodig zijn om, uitgaande van volledige ordening ($T = 0$ °K), resp. een momentje op een tetraëderplaats en op een octaëderplaats van richting om te keren. (Hierbij zijn alle verschillen tussen soorten magnetische ionen en wisselwerkingen tussen ionen op equivalente plaatsen verwaarloosd.)

Als we nu bijv. zuiver Ni-ferriet $Fe(NiFe)O_4$ vergelijken met NiZn-ferriet $Zn_xFe_{1-x}(Ni_{1-x}Fe_{1+x})O_4$, dan zien we, dat de energie die nodig is om een „tetraëdermomentje" van richting om te keren, E_t, (in de hier gebruikte benadering) in beide gevallen dezelfde zal zijn, terwijl de energie die nodig is om een „octaëdermomentje" van richting om te keren, E_o', voor het NiZn-ferriet kleiner zal zijn dan voor het Ni-ferriet (E_o), omdat een octaëdermomentje in het gemengde ferriet minder magnetische „tetraëderburen" heeft; er zal gelden $E_o' = (1-x)E_o$. Immers, het gemiddelde aantal magnetische buren van een octaëderplaats in NiZn-ferriet zal $(1-x)$ maal het aantal buren van een octaëderplaats in Ni-ferriet zijn.

Voor de Curietemperatuur T_c geldt dus ten slotte bij benadering

bij $Fe(NiFe)O_4$:

$$kT_c \approx \frac{1}{3} E_t + \frac{2}{3} E_o = \frac{1}{3} (E_t + 2E_o),$$

bij $Zn_xFe_{1-x}(Ni_{1-x}Fe_{1+x})O_4$:

$$kT_c \approx \frac{1-x}{3-x} E_t + \frac{2}{3-x} E_o' =$$

$$= \frac{1-x}{3-x} (E_t + 2E_o) = \frac{1-x}{1-\frac{x}{3}} \frac{1}{3} (E_t + 2E_o).$$

De uitkomst voor NiZn-ferriet is voor alle x $(0 < x < 1)$ kleiner dan voor zuiver Ni-ferriet en daalt monotoon met toenemende x (toenemend Zn-gehalte).

Soortelijke electrische weerstand

De soortelijke electrische weerstand van Fe_3O_4 (ferroferriet) is ongeveer een factor 10^3 maal zo groot als die van ijzer. De soortelijke weerstand van de enkelvoudige uit Fe_3O_4 afgeleide ferrieten is nog enorm veel groter, ongeveer een factor 10^{11} maal die van ijzer.

De relatief kleine soortelijke weerstand van Fe_3O_4 kunnen we op grond van de boven beschreven kristallografische structuur begrijpen [13]). Bij deze stof nl. — die we in dit verband kunnen schrijven als $(Fe^{3+})_{tetr.}(Fe^{2+}Fe^{3+})_{oct.}O_4$ — zijn ijzerionen van verschillende waardigheid willekeurig over equivalente roosterplaatsen verdeeld, en wel over de octaëderplaatsen. Het kost nu blijkbaar geen energie om een electron van een tweewaardig ion naar een driewaardig ion over te brengen, omdat ook na deze verplaatsing van het electron de verdeling van de twee- en driewaardige ijzerionen over de octaëderplaatsen weer volkomen willekeurig zal zijn. Deze gemakkelijke verplaatsbaarheid van de

[12]) E. W. Gorter, Nature **165**, 798, 1950; C. R. Paris, **230**, 192, 1950.

[13]) J. H. de Boer en E. J. W. Verwey, Proc. Phys. Soc. **49**, extra part, 59, 1937.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

electronen van tweewaardige naar driewaardige ionen betekent niets anders dan dat de soortelijke weerstand klein is.

In gemengde ferrieten met Fe^{2+}-ionen is eveneens de invloed van dit mechanisme, met een corresponderende vermindering van de soortelijke weerstand, te bespeuren. Het belang hiervan zal in het vervolg blijken.

Gedrag in zwakke velden

De beginpermeabiliteit

Behalve de verzadigingsmagnetisatie is, zoals we reeds opmerkten, de magnetische permeabiliteit van zeer groot belang voor de toepassingen. In het algemeen wil men voor deze grootheid graag een zo groot mogelijke waarde hebben. De permeabiliteit μ hangt af van de sterkte van het veld, van de magnetische voorgeschiedenis (sterkte van het veld op vroegere tijdstippen) en van een eventueel aanwezig constant polariserend veld. Verder is μ afhankelijk van de frequentie, ten minste als deze hoog wordt, en van de temperatuur.

In de hoogfrequentietechniek werkt men meestal met stoffen in ontmagnetiseerde toestand en bovendien met zwakke velden; daarom verdient de beginpermeabiliteit μ_i in het bijzonder onze aandacht. We willen nu nagaan onder welke voorwaarden men een grote waarde van μ_i kan verkrijgen.

Deze voorwaarden zijn:

1) Een voldoend grote verzadigingsmagnetisatie. Deze grootheid hebben we reeds uitvoerig besproken.

2) Een zo klein mogelijke hoeveelheid niet magnetische verontreinigingen en holten in het materiaal. Dit punt verdient juist bij de ferrieten de aandacht, aangezien deze, zoals we reeds opmerkten, door een sinterproces worden verkregen. Hierdoor verkrijgt het materiaal immers niet zijn maximale dichtheid en er blijft steeds een zekere kleine hoeveelheid holten aanwezig.

3) Een zo klein mogelijke magnetische anisotropie. De magnetische anisotropie is in zekere zin de oorzaak van het bestaan van een eindige (niet oneindig grote) permeabiliteit. Immers, met het woord magnetische anisotropie duiden we alle verschijnselen aan die de instelling van de magnetisatie in een bepaalde voorkeursrichting (die van punt tot punt in het materiaal nog verschillend kan zijn) bevorderen, of, met andere woorden: die de instelling van de magnetisatie in de richting van het uitwendige magnetische veld bemoeilijken. Drie factoren dragen bij tot de magnetische anisotropie: de kristalanisotropie, de spanningsanisotropie en de vormanisotropie.

a) De kristalanisotropie

Het is energetisch veelal voordelig als de magnetisatie in een bepaalde kristallografische richting staat. De energie E van elk magnetisch momentje is dus afhankelijk van de hoek Θ die zijn orientatierichting met de voorkeursrichting in questie insluit. Er werkt daardoor op elk magneetje een koppel $-dE/d\Theta$, dat het in de voorkeursrichting tracht te draaien. Het is bekend dat deze zg. kristalanisotropie in het algemeen afneemt bij verhoging van de temperatuur. Tamelijk ver beneden het Curiepunt kan hij dikwijls reeds een zeer kleine waarde krijgen. Nu is voor deze beschouwingen niet zo zeer de absolute temperatuur T van belang als wel de op het Curiepunt betrokken (gereduceerde) temperatuur $T^* = T/T_c$. Bij een gegeven absolute temperatuur wordt de gereduceerde temperatuur $T^* = T/T_c$, die de grootte van de anisotropie bepaalt, hoger naarmate men T_c verlaagt. Het is daarom gewenst, zoals door Snoek is opgemerkt, de Curietemperatuur zo laag te maken als toelaatbaar is met het oog op de toepassing waarvoor men de stof wil gebruiken [14]). (De bij de toepassing optredende temperaturen moeten immers steeds beneden het Curiepunt blijven.)

Door toepassing van de reeds genoemde methode ter verlaging van het Curiepunt (bereiding van een gemengd Zn-ferriet) kan men dus aan een van de voorwaarden voor een zo groot mogelijke μ_i voldoen. (Zie ook *tabel III*, kolom 4 en 6.) Deze maatregel heeft vooral zin in het geval van Ni-ferriet. Het is nl. gebleken dat de kristalanisotropie van deze stof aanzienlijk groter is dan die van Mn-ferriet.

b) Spanningsanisotropie

Spanningen (inwendige zowel als uitwendige) in een ferromagnetisch materiaal geven in het algemeen aanleiding tot het ontstaan van een anisotropie. De magnetische momentjes gaan bij voorkeur evenwijdig staan aan de richting van de spanning σ of in een vlak loodrecht er op, al naar gelang van het teken van de magnetostrictieconstante λ. De grootte van de anisotropie blijkt steeds evenredig te zijn met het product $\lambda\sigma$ [15]).

---

[14]) Zoals bekend, is ook de verzadigingsmagnetisatie een functie van T^* en wel neemt hij in alle tot nu toe bekende ferromagnetica af met toenemende T^*. Uit het feit dat door een vergroting van T^* de μ_i werkelijk groter wordt, moet men concluderen dat in het algemeen het gunstige effect van de daling van de kristalanisotropie groter is dan het ongunstige effect van de daling der verzadigingsmagnetisatie.

[15]) Als de stof wat betreft de magnetostrictie isotroop is, dan wordt de arbeid die per cm^3 nodig is om de magnetisatie met een hoek φ van de richting van de trekspanning σ te doen afwijken, gegeven door: $E = {}^3/_2\,\lambda\sigma\sin^2\varphi$.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Bij het afkoelen van een polykristallijn materiaal ontstaan in de vaste stof steeds inwendige spanningen, ten dele door niet isotrope thermische uitzetting, ten dele door andere oorzaken. Nu is de thermische uitzetting in kubische kristallen isotroop; vandaar dat alle Ferroxcube-materialen uitsluitend uit kubische ferrieten zijn samengesteld. Met het oog echter op de kleine inwendige spanningen die ook in een kubisch materiaal nog overblijven, al is het met de grootste zorg afgekoeld, moet men er naar streven, de magnetostrictie klein te houden, als men een grote beginpermeabiliteit wenst.

Ferrieten die aangeduid worden met de naam Ferroxcube III zijn alle MnZn-ferrieten waarbij de magnetostrictie nagenoeg de waarde nul heeft. Hun soortelijke weerstand is hierdoor echter vrij laag, voor de verschillende soorten Ferroxcube III ligt hij tussen 0,5 en 2 Ωm (tabel III, kolom 9 en 10).

c) Vorm-anisotropie

Een niet bolvormig lichaam heeft, ook al ontbreken kristal- en spanningsanisotropie, altijd een voorkeursrichting voor de magnetisatie, namelijk die richting waarvoor het demagnetiserende veld

Tabel III. Overzicht van enkele eigenschappen van verschillende soorten Ferroxcube. Voor elk materiaal zijn de waarden opgegeven die werden gemeten aan enkele representatieve monsters uit de normale fabricage.

Materiaal	Schijnbare dichtheid in g/cm³	Verzadigingspolarisatie *) bij 20 °C in 10^{-4} Wb/m²	Beginpermeabiliteit μ_i/μ_0	$\frac{\mu_0}{\mu_i^2}\frac{d\mu_i}{dT}$	Curietemp. T_c in °C	μ''/μ' bij 100 kHz	Frequentie waarbij $\operatorname{tg}\delta = 0{,}1$, in kHz	Verzadigingsmagnetostrictie $\lambda_s \times 10^6$	Soortelijke weerstand ϱ voor gelijkstroom in Ωm	Diëlectrische constante ε_r' bij lage frequentie
III^A	4,93	3350	1750	+ 3,7	130	0,02	300	— 1,0	1,8	ca 10^5
III^B	4,93	4650	1245	+ 0,5	160	0,01	460	— 0,5	1,5	
III^C	4,91	4750	1280	+ 2,9	190	0,017	420	tussen −0,5 en 0	0,6	
III^D	4,78	5100	806	+ 4,2	235	0,010	830	— 1,1	1,0	
IV^A	4,90	3665	650	+ 9	140	0.013	1 500	— 4,2	>4·10⁴	ca 10^3
IV^B	4,55	4170	230	+13	265	0,015	5 500	— 7,5		
IV^C	4,17	4030	90	+20	385	0,010	16 000	—15,5		
IV^D	4,07	3550	45	+27	465	0,006	29 000	—18,5		
IV^E	4,04	2460	17	+40	585	0,006	60 000	—22		
kolom 1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11

*) Zoals bekend, is de verzadigingspolarisatie voor metallisch ijzer van de orde van $15000 \cdot 10^{-4}$ Wb/m².

Evenals de kristalanisotropie neemt de magnetostrictie in het algemeen af als de temperatuur het Curiepunt nadert. Met andere woorden; ook wat betreft de magnetostrictie is het gewenst, de Curietemperatuur zo laag mogelijk te maken [16]).

Ten slotte beschikken wij nog over een ander middel om de magnetostrictie verwaarloosbaar klein te maken. De magnetostrictie is voor alle ferrieten, met uitzondering van ferroferriet, gebleken negatief te zijn. Fe_3O_4 heeft een grote positieve magnetostrictie. Daardoor zal een gemengd ferriet met slechts een kleine hoeveelheid Fe_3O_4 (dat betekent dus toevoeging van tweewaardige ijzerionen) in ferrieten die reeds een kleine (negatieve) magnetostrictie hebben, zoals Mn-ferriet of MnZn-ferriet, de magnetostrictie tot een verwaarloosbare waarde terugbrengen. Bij toepassen van dit middel ter vergroting van de beginpermeabiliteit moet men zich echter voor ogen houden dat men het geleidingsvermogen (dus de wervelstroomverliezen) er mee vergroot. De hoeveelheid Fe_3O_4 die men kan bijmengen wordt hierdoor beperkt.

[16]) Zie ook: J. L. Snoek, New developments in ferromagnetic materials, Elsevier Publishing Comp., New-York - Amsterdam 1947.

minimaal is (dat is de richting van zijn grootste afmeting). Een niet bolvormige holte in een ferromagnetisch medium is volkomen equivalent met een niet bolvormig magnetisch lichaampje in een niet ferromagnetische omgeving, in die zin, dat ook voor de schijnbare magnetisatie van deze holte in een ferromagnetisch medium — die tegengesteld staat aan de magnetisatie van het medium — een voorkeursrichting bestaat. Dit betekent, dat de magnetisatie van het medium waarin zich de holte bevindt, bij voorkeur evenwijdig zal staan aan de richting van de langste afmeting van de holte. Bij de bereiding van het ferriet moeten we er dus voor zorgen, dat de onvermijdelijk optredende luchtholten zo veel mogelijk bolvormig zijn en zo gering mogelijk in aantal.

De temperatuurafhankelijkheid van de permeabiliteit

Uit het hierboven over de kristalanisotropie en de magnetostrictie gezegde volgt dat de beginpermeabiliteit μ_i in het algemeen met stijgende temperatuur zal toenemen en een maximum zal hebben in de buurt van het Curiepunt. De temperatuurcoëfficient van de beginpermeabiliteit is dus in het algemeen positief (*fig. 3* en tabel III, kolom 5).

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Is behalve een zeer zwak wisselveld ook nog een constant polariserend veld H_p aanwezig, dan is de op het wisselveld betrekking hebbende permeabiliteit de zg. reversibele permeabiliteit μ_{rev}. De temperatuurcoëfficient voor deze permeabiliteit is in het algemeen kleiner dan die van de beginpermeabiliteit. Voor bepaalde waarden van het polariserende veld kan deze coëfficient zelfs negatieve waarden bereiken.

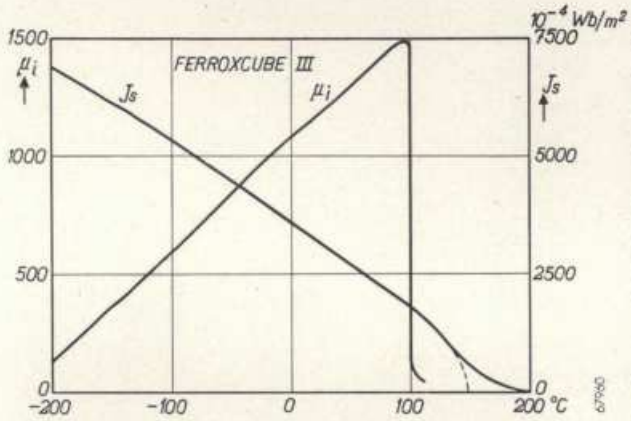


Fig. 3. Verzadigingspolarisatie J_s en beginpermeabiliteit μ_i van Ferroxcube III als functie van de temperatuur.

Dit gedrag is gemakkelijk te begrijpen. De polarisatie J van het materiaal bij aanleggen van een constant polariserend veld H_p wordt voor twee verschillende temperaturen gegeven door de twee magnetisatiekrommen in *fig. 4*. De normale J-$\mu_0 H$ kromme gaat, als men de temperatuur verhoogt, over in de gestippelde kromme. Het algemene verloop van deze gestippelde kromme wordt direct duidelijk als men bedenkt dat bij verhoging van de temperatuur de verzadigingsmagnetisatie afneemt en de beginpermeabiliteit toeneemt. De permeabiliteit μ_{rev} is nu groter naarmate de helling van de magnetiseringskromme in het punt met abscis H_p groter is. Figuur 4 maakt onmiddellijk duidelijk dat voor de gekozen waarde van H_p de grootheid μ_{rev} voor de hoogste temperatuur kleiner is dan voor de laagste. De temperatuurcoëfficient van μ_{rev} is dus bij deze H_p negatief.

Uit het voorgaande is te zien, dat men door aanleggen van een polariserend veld van geschikte grootte de temperatuurcoëfficient van de permeabiliteit binnen ruime grenzen kan regelen, hij kan positieve zowel als negatieve waarden aannemen en is aldus ook nul te maken.

Verliezen bij kleine waarden van de inductie

We wezen er reeds in de inleiding op, dat in de Ferroxcube-materialen de wervelstroomverliezen in het algemeen verwaarloosbaar zijn, dank zij de grote soortelijke weerstand van deze stoffen. We hebben dus alleen te maken met de hysteresisverliezen en de restverliezen. Het blijkt nu, dat bij kleine waarden van de inductie de hysteresisverliezen (die men bijv. uit de hysteresiskromme kan bepalen) in het algemeen slechts een kleine bijdrage leveren tot de totale gemeten verliezen. Met de restverliezen, die dus in dit geval verantwoordelijk zijn voor verreweg het grootste deel van de totale verliezen, kan men rekening houden door de permeabiliteit μ als een complexe grootheid op te vatten: $\mu = \mu' - j\mu''$. Hierdoor wordt tot uitdrukking gebracht dat de inductie B twee componenten bevat; een in faze met het aangelegde veld (en bepaald door μ') en een die 90° in faze achter is bij het veld (en bepaald is door μ''). De resulterende inductie B is dus een zekere (kleine) hoek achter bij het aangelegde veld; de fazehoek (verlieshoek) wordt gegeven door $\operatorname{tg}\delta = \mu''/\mu'$.

De verliesfactor die met het optreden van een complexe permeabiliteit samengaat wordt gegeven door:

$$\frac{\Delta R}{\mu_r' f L} = \frac{2\pi}{\mu_r'} \cdot \frac{1}{Q} = 2\pi \frac{\operatorname{tg}\delta}{\mu_r'}.$$

Hieruit volgt direct, dat we behalve in het gedrag van μ' evenzeer geïnteresseerd zullen zijn in het gedrag van μ''.

Als het ferriet met de nodige zorg is bereid, zodat de aanwezigheid van holten en van vreemde phasen zo veel mogelijk is vermeden en de inwendige spanningen klein zijn, dan blijkt dat de grootheid $\operatorname{tg}\delta$

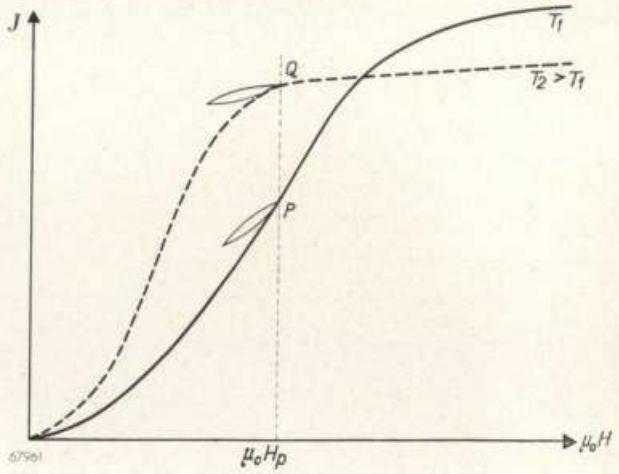


Fig. 4. Verband tussen polarisatie J en veld $\mu_0 H$ voor verschillende temperaturen. De punten P en Q van de magnetiseringskrommen geven de waarden van de polarisatie in het veld H_p bij twee verschillende temperaturen T_1 en $T_2 > T_1$. De reversibele permeabiliteit μ_{rev} voor zeer kleine wisselvelden, op H_p gesuperponeerd, is groter naarmate de helling van de magnetiseringskromme in het punt met abscis H_p groter is. We zien, dat μ_{rev} in P groter is dan in Q, de temperatuurcoëfficient van μ_{rev} is hier negatief, terwijl hij bij een polariserend veld $H_p = 0$ positief is.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

bij lage frequenties voor de diverse Ferroxcube-soorten slechts weinig varieert en steeds van de orde van grootte 0,01 is (zie tabel III, kolom 7); μ' daarentegen kan zeer uiteenlopende waarden aannemen. Voor gebruik bij lage frequenties is daarom een ferriet met zo groot mogelijke μ' het voordeligst.

Bij hogere frequenties treden echter complicaties op door het feit dat zowel μ' als ook μ'' van de frequentie afhangt. Deze frequentie-afhankelijkheid kan globaal als volgt worden beschreven (zie *fig. 5* en *6*). Het reële deel μ' van μ is tot aan een zekere kritische frequentie nagenoeg onafhankelijk van de frequentie. Van deze kritische frequentie af neemt μ' sterk af met toenemende frequentie. In het kritische frequentiegebied bereikt μ'' juist een maximale waarde.

Er is gebleken een verband te bestaan tussen de waarde van de kritische frequentie en de grootte van μ': de kritische frequentie is namelijk hoger naarmate μ' kleiner is. Dit verband, dat door Snoek gevonden en geïnterpreteerd werd [17]), blijkt nader uit fig. 5 en 6.

De frequentie-afhankelijkheid van μ' en μ'' in het gebied tussen 1 en 200 MHz vindt zeer waarschijnlijk zijn oorzaak in de zogenaamde ferromagnetische resonantie-absorptie. Dit verschijnsel hangt direct samen met het feit dat de magnetische momentjes in een ferromagnetisch materiaal als het ware tolletjes zijn met een bepaalde draaiimpuls.

Als er op zo een tol een koppel werkt dat hem in een bepaalde evenwichtstand wil richten, dan zal hij om de richting van de evenwichtspositie een precessiebeweging beschrijven; de hierbij behorende frequentie zal evenredig zijn met de grootte van het richtende koppel. Het verschijnsel van de ferromagnetische resonantie treedt nu op, als men

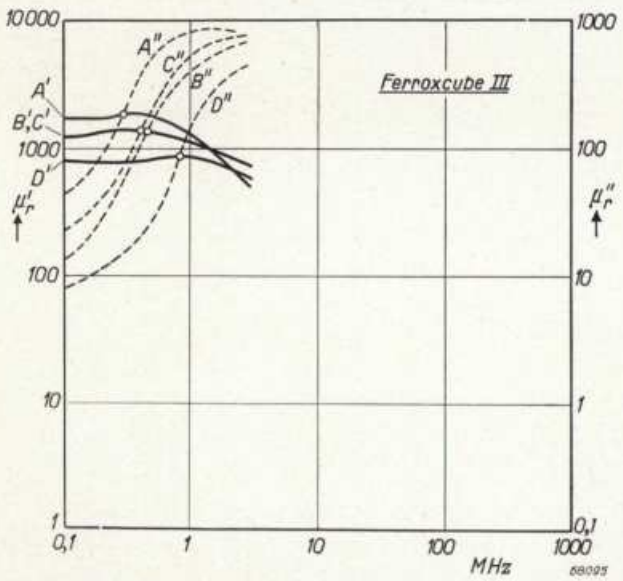


Fig. 5. Het reële en het imaginaire deel van de beginpermeabiliteit, μ_r' en μ_r'', als functie van de frequentie, voor verschillende soorten Ferroxcube III.

[17]) J. L. Snoek, Nature **160**, 90, 1947; Physica **14**, 207, 1948.

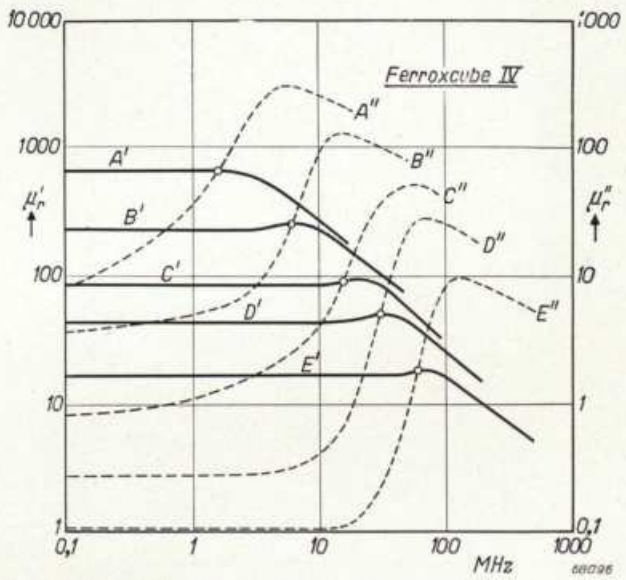


Fig. 6. Hetzelfde als in fig. 5 voor verschillende soorten Ferroxcube IV.

een magnetisch wisselveld aanlegt, met een component loodrecht op de genoemde evenwichtstand, en als de frequentie van dit veld gelijk is aan de precessiefrequentie van de magnetische tolletjes. Als het richtende koppel zijn oorzaak vindt in de aanwezigheid van een constant uitwendig veld, dan werkt op elk tolletje hetzelfde koppel en vindt men inderdaad een vrij scherp bepaalde resonantiefrequentie. Dat men geen volkomen scherp bepaalde resonantiefrequentie vindt, is te wijten aan de aanwezigheid van demping. Deze demping, die zijn oorzaak vindt in de wisselwerking van de magnetische momentjes onderling en met het kristalrooster, geeft ook aanleiding tot de bij het resonantieverschijnsel waargenomen verliezen (de resonantie-absorptie).

In een ferriet in ontmagnetiseerde toestand is het optreden van een richtend koppel te wijten aan de magnetische anisotropie en deze kan op verschillende plaatsen in het materiaal zeer uiteenlopende waarden hebben. Hierdoor precederen de magnetische tolletjes met verschillende precessiefrequenties. Men vindt bij ferrieten dan ook dat de absorptie in een breed frequentiegebied plaats heeft. Het is nu ook begrijpelijk dat een grote beginpermeabiliteit, dat wil dus zeggen kleine magnetische anisotropie en derhalve zwak richtend koppel, zal samengaan met een lage resonantiefrequentie, zoals hierboven werd opgemerkt.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Gedrag in sterkere velden

Permeabiliteit bij grotere veldsterkten

We merkten reeds op dat voor de meeste toepassingen in het gebied van hoge frequenties slechts zwakke velden van belang zijn, en daarom was dan ook de beginpermeabiliteit de grootheid die ons in de eerste plaats interesseerde. Echter niet in alle toepassingen beperkt men zich tot zwakke velden. Bovendien is het ook van physisch standpunt gezien zeer interessant om iets te weten te komen over de magnetisatieprocessen bij sterkere velden, van verschillende frequenties.

In *fig.* 7 en 8 zijn de magnetisatiekrommen van Ferroxcube III^B en IV^C voor verschillende frequenties gegeven.

Het belangrijkste dat aan deze krommen opvalt is dat de permeabiliteit voor grotere veldsterkten in het geval van Ferroxcube III^B tussen 50 en 500 kHz van de frequentie afhankelijk is, terwijl in het geval van Ferroxcube IV^C deze grootheid tot minstens 1 MHz onafhankelijk is van de frequentie. De magnetisatiekrommen voor Ferroxcube III^B naderen met toenemende frequentie

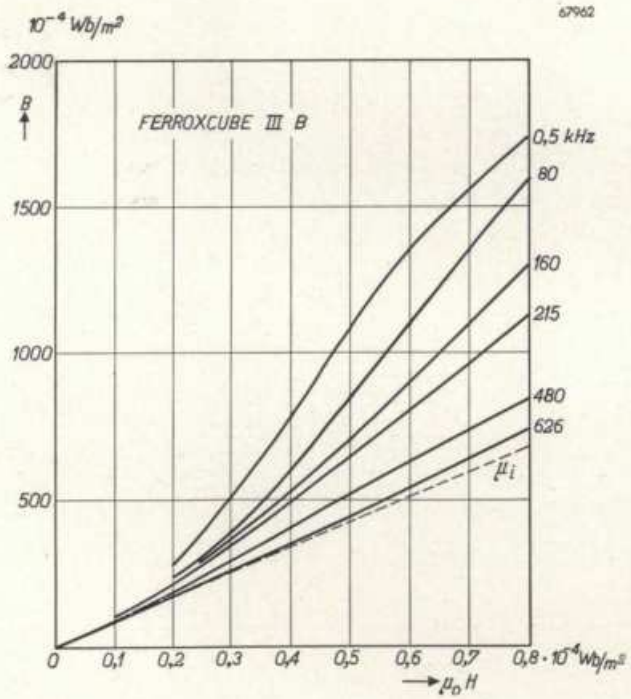


Fig. 7. Magnetisatiekrommen van Ferroxcube III^B voor verschillende frequenties.

steeds meer een rechte lijn, met een helling die ongeveer gelijk is aan de beginpermeabiliteit. Deze laatste grootheid is voor beide materialen, zoals ook reeds uit fig. 6 is te zien, tot aan de ferromagnetische resonantiefrequentie onafhankelijk van de frequentie.

Het zou te ver voeren om dit gedrag in alle details nader te bespreken [18]). Wegens het grote belang van een goed begrip van het magnetiseringsproces in ferrieten willen we echter de belangrijkste gevolgtrekkingen die we uit de in fig. 7 en 8 gegeven krommen kunnen halen, mededelen.

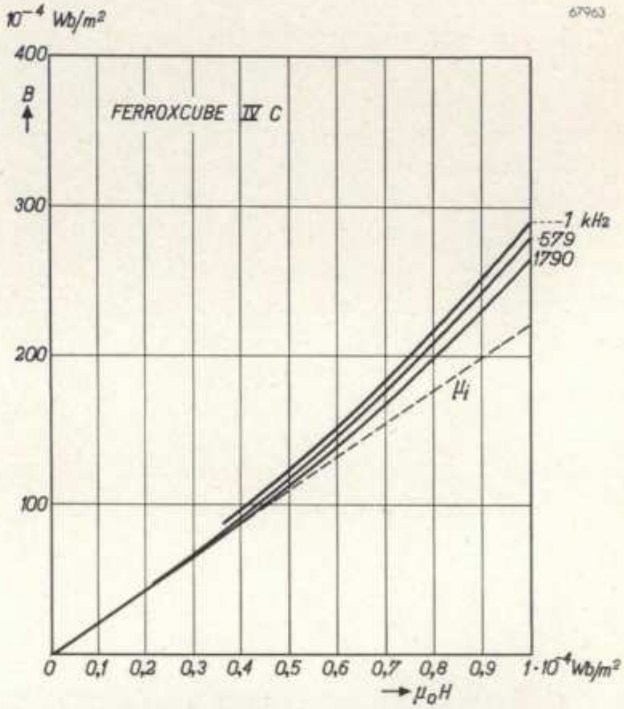


Fig. 8. Magnetisatiekrommen van Ferroxcube IV^C voor verschillende frequenties.

Het is bekend dat het karakter van de magnetiseringskromme (de J-$\mu_0 H$-kromme) in ferromagnetica direct afhankelijk is van het feit dat een dergelijk materiaal in ontmagnetiseerde toestand verdeeld is in de gebiedjes van Weiss. Binnen een dergelijk gebiedje heeft de magnetisatie steeds de verzadigingswaarde en is hij in een bepaalde voorkeursrichting georienteerd (zie noot [5])). Deze voorkeursrichting is in het algemeen niet dezelfde voor verschillende gebiedjes. De gebiedjes worden van elkaar gescheiden door een grenslaag (wand van Bloch), waarin de magnetisatie van richting verandert, en wel geleidelijk draait van de voorkeursrichting in het ene gebiedje naar die in het andere.

Voor de tot nu toe gebruikelijke, metallische ferromagnetische materialen heeft men de volgende voorstelling van de overgang van de ontmagnetiseerde toestand naar een toestand met een totale magnetisatie die van nul verschilt (magnetiseringsproces).

Bij heel zwakke velden ontstaat de magnetisatie door reversibele verschuivingen van de Bloch-

[18]) H. P. J. Wijn en J. J. Went, Phys. Rev. **82**, 269, 1951. Uitvoeriger in Physica (ter perse).

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

wanden: die gebiedjes welker magnetisatie ongeveer in de richting van het veld georienteerd is, groeien ten koste van de gebiedjes waarvan de richring der magnetisatie meer van de veldrichting afwijkt. Bij sterkere velden gaan deze reversibele wandverschuivingen over in irreversibele wandverschuivingen. Bij nog sterkere velden ten slotte, als de magnetisatie door wandverschuivingen niet meer kan toenemen, vindt er draaiing van de magnetisatie in de gebiedjes zelf in de veldrichting plaats.

De voorstelling die wij van het magnetisatieproces in ferrieten hebben, wijkt nogal af van het hierboven gegeven beeld. Wij nemen aan dat de magnetisatie in zeer zwakke velden geschiedt door rotatie van de magnetisatie in de gebiedjes van Weiss, en niet door reversibele wandverschuivingen. In ferrieten vinden wandverschuivingen slechts bij sterkere velden plaats.

permeabiliteit bij deze frequentie uitsluitend door rotaties wordt bepaald. Nu blijkt uit de figuren 7 en 8 dat de beginpermeabiliteit tot aan de resonantiefrequentie onafhankelijk is van de frequentie. Met andere woorden: niet alleen bij de ferromagnetische resonantiefrequentie zelf doch ook bij de frequenties daarbeneden wordt de beginpermeabiliteit uitsluitend bepaald door rotaties.

Men kan wel enigszins begrijpen waardoor bij zwakke velden geen wandverschuivingen plaats vinden: zoals reeds herhaaldelijk ter sprake is gekomen, zijn in Ferroxcube-materialen steeds kleine holten aanwezig. Dergelijke inhomogeniteiten blijken een Bloch-wand steeds in zekere mate te binden. Blijkbaar zijn in de Ferroxcube-materialen de wanden op zoveel punten door de holten gebonden, dat een eventuele (reversibele) welving van de wanden onder invloed van een zwak veld zo beperkt blijft dat

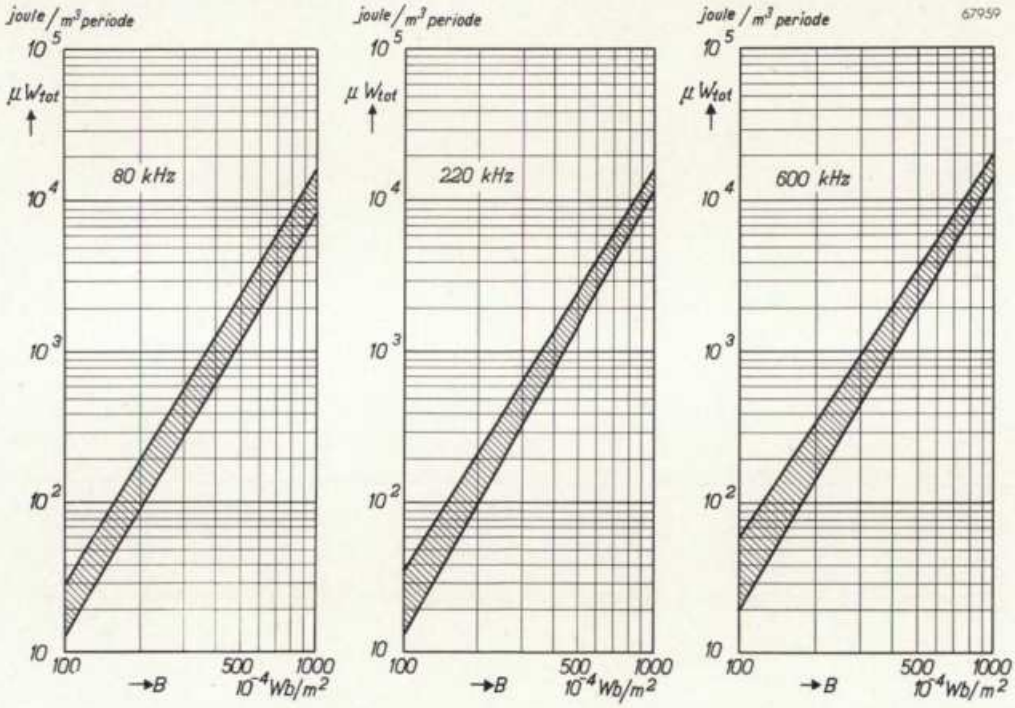


Fig. 9. Verlies per periode en per m³, W_{tot}, vermenigvuldigd met μ_r', als functie van de inductie B_{max}, voor verschillende frequenties. De hier gegeven verbanden zijn voor alle soorten Ferroxcube geldig.

Dit beeld van het magnetisatieproces in ferrieten berust op de in fig. 7 en 8 gegeven krommen samen met het bijkans vaststaande feit, dat het verschijnsel van de ferromagnetische resonantieabsorptie zijn oorsprong vindt in de rotatie van de elementaire magneetjes binnen een gebied, en niet in een wandverschuiving.

Immers, uit het verband dat er tussen de waarde van de beginpermeabiliteit en de waarde van de ferromagnetische resonantiefrequentie bestaat, is haast met zekerheid te concluderen, dat de begindit geen merkbare bijdrage tot de magnetisatie geeft. Pas als de velden voldoende sterk zijn om de wanden van de holten los te maken, wordt op het magnetiseringsproces van reversibele rotaties het proces der irreversibele wandverschuivingen gesuperponeerd. Het optreden van een nieuw proces dat bijdraagt tot de magnetisering ziet men in fig. 7 en 8 aan het feit, dat de magnetiseringskromme bij sterkere velden afwijkt van een rechte lijn.

Uit het gegeven dat bij sommige ferrieten deze afwijkingen van een rechte lijn bij frequenties boven

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

200 tot 500 kHz verdwijnen — in dit geval is de permeabiliteit boven deze frequenties bijna onafhankelijk van de veldsterkte —, moet men concluderen dat hier remmende mechanismen werkzaam zijn, die de beweging van de wanden boven deze frequenties verhinderen.

Magnetische verliezen bij grotere waarden van de inductie

Bij grotere waarden van de inductie is de bijdrage van de hysteresisverliezen tot de totale verliezen niet meer verwaarloosbaar. Zoals we reeds uiteenzetten, is het echter niet mogelijk de bijdragen van de hysteresisverliezen en de restverliezen te scheiden op een wijze zoals door formule (1) tot uitdrukking is gebracht. Een van de oorzaken hiervoor is de in de vorige paragraaf uiteengezette afhankelijkheid van de magnetiseringskromme van de frequentie. Hierdoor wordt dus ook de vorm van de hysteresislus en de grootte van de hysteresisverliezen van de frequentie afhankelijk.

Gelukkig blijkt bij meting van de totale magnetische verliezen dat er een betrekkelijk eenvoudig verband bestaat tussen de grootte van deze verliezen en B_{max}. Om dit verband te vinden, moet men het totale verlies per periode per m³, W_t, vermenigvuldigd met μ_r' (genomen bij de beschouwde waarde van de frequentie en de inductie), uitzetten tegen B_{max}. Als men dergelijke krommen voor verschillende frequenties, die uiteraard beneden de ferromagnetische resonantiefrequentie moeten liggen, tekent, dan blijkt men met één stel krommen voor alle soorten Ferroxcube te kunnen volstaan (*fig. 9*).

Diëlectrische eigenschappen van de ferrieten

We hebben reeds in de inleiding opgemerkt dat de diëlectrische eigenschappen van de ferrieten enigszins ongewoon zijn. Dit wordt onmiddellijk duidelijk door een blik op *fig. 10*. Bij de beschrijving van het diëlectrische gedrag maakt men — analoog als hierboven voor de permeabiliteit geschiedde — bij voorkeur gebruik van een complexe schrijfwijze van de diëlectrische constante: $\varepsilon = \varepsilon' - j\varepsilon''$. Uit fig. 10, waarin de relatieve waarden ε_r' en ε_r'' als functie van de frequentie zijn uitgezet ($\varepsilon = \varepsilon_r \varepsilon_0$), blijkt nu dat het reële deel ε' van ε voor Ferroxcube III bij lage frequenties buitengewoon groot is (ca 10^5) en pas bij hoge frequenties aanmerkelijk gaat dalen. Ook voor Ferroxcube IV is de ε' groot, maar reeds bij betrekkelijk lage frequenties neemt hij af, om ten slotte geheel normale waarden te bereiken (10 à 20).

Verder ziet men dat in hetzelfde frequentiegebied waarin ε' gaat dalen, het imaginaire deel ε'', dat de diëlectrische verliezen bepaalt en dat bij lage frequenties ω omgekeerd evenredig met ω is, juist minder snel gaat dalen (het product $\varepsilon''\omega$ gaat toenemen).

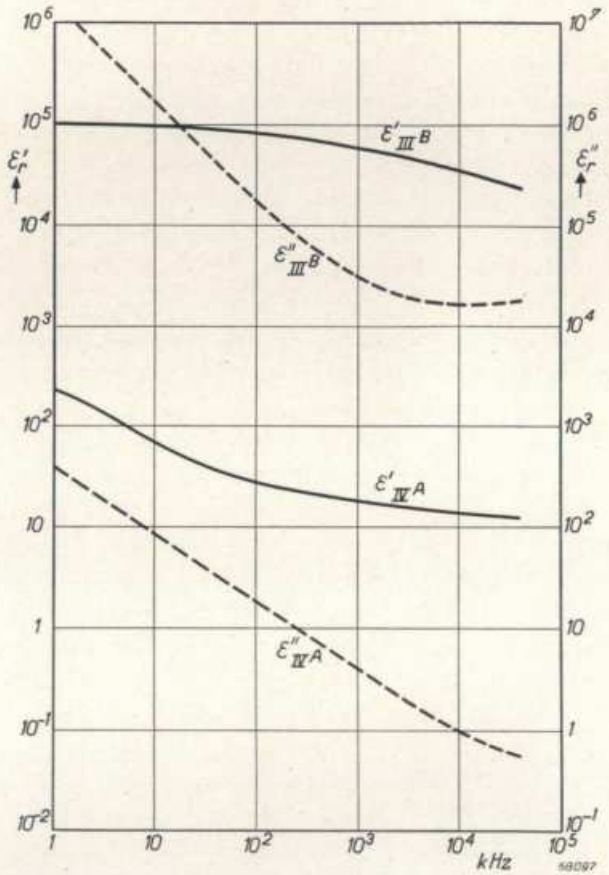


Fig. 10. Het reële en het imaginaire deel van de diëlectrische constante, ε_r' en ε_r'', als functie van de frequentie, voor Ferroxcube III^B en IV^A.

Op de physische oorzaken van deze interessante eigenschappen, die overigens ook wel bij andere halfgeleiders kunnen worden waargenomen, willen we hier niet diep ingaan. Er zij alleen vermeld dat men de weergegeven feiten qualitatief begrijpen kan, wanneer men veronderstelt dat de materialen electrisch niet geheel homogeen zijn.

Wel moet hier in het kort worden gewezen op een enkele practische consequentie van de beschreven eigenschappen.

Bij het plaatsen van een materiaal in een electrisch wisselveld kan in feite geen verschil gemaakt worden tussen ε'' en een electrisch geleidingsvermogen σ. Uit de vergelijkingen van Maxwell volgt nl. onmiddellijk de relatie:

$$\sigma = \varepsilon_r'' \varepsilon_0 \omega.$$

Bij grote waarden van het product $\varepsilon''\omega$ krijgt men dus een kleine soortelijke weerstand ϱ en zou men derhalve weer het naar voren komen van wervelstroomverliezen verwachten.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Inderdaad heeft de grote waarde van ε'' voor Ferroxcube III extra verliezen ten gevolge; deze zijn echter niet eenvoudig als wervelstroomverliezen op te vatten.

Het is bekend dat wervelstroomverliezen merkbaar worden zodra de indringdiepte van het magnetische wisselveld in het ferromagnetische materiaal van dezelfde orde of kleiner wordt dan de dikte van het object (huideffect). Wanneer men veronderstelt dat $\mu'' \ll \mu'$ en $\varepsilon' \ll \varepsilon''$, dan kan men voor de indringdiepte d de formule afleiden:

$$d = \sqrt{\frac{2}{\omega \mu_r' \mu_0 \sigma}} = \frac{\lambda}{2\pi} \sqrt{\frac{2}{\mu_r' \varepsilon_r''}}; \quad . \quad . \quad (3)$$

hierin is λ de golflengte van de electromagnetische golf in vacuum. Aangezien het dus van de dimensies van het object afhangt, bij welke frequentie men de verliezen zal beginnen te merken, spreekt men hier wel van dimensionele absorptie.

Gaan we uit van een objectdikte van 1 cm, zoals ongeveer aan de practijk zal beantwoorden, dan zouden we voor Ferroxcube III met behulp van de in de tabel III aangegeven waarden van μ' en van ϱ (dus van ε'') berekenen dat de bedoelde verliezen merkbaar moeten worden bij 2,5 MHz. In werkelijkheid vonden Brockman, Dowling en Steneck [19]) dat Ferroxcube III bij de genoemde afmeting reeds bij aanzienlijk lagere frequenties extra verliezen vertoont.

De genoemde onderzoekers konden dit gedrag ophelderen door de opmerking dat formule (3) hier niet van toepassing is, omdat aan de voorwaarde $\varepsilon' \ll \varepsilon''$ voor Ferroxcube III in dit frequentiegebied niet is voldaan. Er treedt nu in het geheel geen huideffect op. Wèl kunnen er ook in dit geval afwijkingen van een regelmatig verloop van de krachtlijnen in het ferromagneticum optreden, die gepaard gaan met verliezen. Het criterium hiervoor is, dat een lengte d', die voldoet aan een soortgelijke betrekking als in (3) is gegeven:

$$d' = \frac{\lambda}{2\pi} \sqrt{\frac{2}{|\mu_r| \, |\varepsilon_r|}},$$

van dezelfde orde van grootte of kleiner wordt dan de kleinste afmeting van het object. Omdat d' op een getalfactor na gelijk is aan de golflengte van de electromagnetische golf in het materiaal, en deze dus voor het optreden van de genoemde verliezen in een bepaalde verhouding moet staan tot de dimensie van het object, spraken Brockman, Dowling en Steneck hier van een dimensionele resonantie. Voor Ferroxcube III vindt men dat $d' \approx 1$ cm wordt reeds bij een frequentie van 1 MHz.

Moet men in een gegeven practisch geval moeilijkheden van de dimensionele resonantie vrezen, dan is de eenvoudigste oplossing, het gehele effect te vermijden door niet Ferroxcube III doch Ferroxcube IV te gebruiken. Niet alleen is hierbij ϱ veel groter (ε'' veel kleiner) dan bij Ferroxcube III, zodat pas bij veel hogere frequenties wervelstroomverliezen merkbaar zouden kunnen worden, maar bovendien is de diëlectrische constante ε' hiervoor reeds beneden 100 kHz vrij klein, zodat men in redelijke frequentiegebieden geen last van dimensionele resonantie-effecten zal ondervinden.

Samenvatting. De Ferroxcube-materialen zijn oxydische ferromagnetische materialen, die speciaal ontwikkeld zijn voor het gebruik bij hoge frequenties. Ze zijn hiervoor geschikt doordat zij, dank zij hun grote soortelijke weerstand, in het algemeen geen aanleiding geven tot het optreden van wervelstroomverliezen.

Deze materialen behoren wat hun chemische samenstelling betreft tot de groep der ferrieten, die in de spinelstructuur kristalliseren. De waarde van de verzadigingsmagnetisatie van ferrieten hangt nauw samen met hun kristallografische structuur, en wel kunnen de experimenteel gevonden waarden volgens Néel verklaard worden door aan te nemen dat er een wisselwerking tussen naburige magnetische momentjes op kristallografisch niet equivalente roosterplaatsen aanwezig is, die deze momentjes antiparallel tracht te orienteren.

Al treden bij gebruik van Ferroxcube in het algemeen geen wervelstroomverliezen op, de zogenaamde restverliezen, waarvan de grootte aangegeven wordt door de uitdrukking $\operatorname{tg}\delta/\mu'$, kunnen onder bepaalde omstandigheden aanzienlijk zijn. Het is daarom van groot belang het gedrag van μ' en $\operatorname{tg}\delta$, of, wat op hetzelfde neerkomt, van het reële en het imaginaire deel van de complexe permeabiliteit $\mu = \mu' - j\mu''$, voor alle mogelijke waarden van de inductie en van de frequentie zo goed mogelijk te kennen. Er wordt dan ook in dit artikel, zowel voor heel kleine als voor iets grotere waarden van de inductie, het gedrag van deze grootheden als functie van de frequentie besproken. Bovendien wordt nog ingegaan op de temperatuurafhankelijkheid van de beginpermeabiliteit. Het gedrag van het imaginaire deel van de beginpermeabiliteit bij hoge frequenties kan in verband worden gebracht met de ferromagnetische resonantieabsorptie; dit verband alsmede het gedrag van de permeabiliteit bij grotere veldsterkten leiden tot de conclusie dat het magnetiseringsproces in ferrieten anders verloopt dan bij de metallische ferromagnetica.

Ten slotte wordt gewezen op de merkwaardige diëlectrische eigenschappen van ferrieten en de extra verliezen die hierdoor kunnen ontstaan (dimensionele resonantie).

---

[19]) F. G. Brockman, P. H. Dowling en W. G. Steneck, Phys. Rev. **77**, 85, 1950.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

AUTOMATISCH LASSEN MET CONTACT LASSTAVEN

door W. P. van den BLINK, H. BIENFAIT en J. A. van BERGEN.

621.791.753.4.002.52

Een oppervlakkige analyse van het werk van de lasser leert dat hiertoe twee dingen behoren. Het eerste is het inzicht en de ervaring, op grond waarvan de lasser kan bepalen hoe een lasverbinding moet worden gelegd, dwz. welk type verbinding moet worden toegepast, met welk soort lasstaaf, met welke stroom en met welke voortloopsnelheid moet worden gewerkt, enz. Het andere is de handvaardigheid bij het leggen van de las; dit houdt in hoofdzaak in het „booghouden", het voortlopen, het verwisselen van de afgesmolten staaf, het „aanhechten" van de nieuwe lasrups, enz. De laatstgenoemde functies lenen zich voor een mechanisatie, zoals die in het belang van een hogere productiviteit allerwege wordt gewenst. De bedoelde mechanisatie is thans mogelijk gemaakt door de ontwikkeling van bepaalde typen lasstaven en van een automatisch lastoestel.

De Philips Contact lasstaven

De Contact lasstaven ontlenen hun naam aan het feit dat, tijdens het lassen met een staaf van dit soort, de bekleding van de staaf voortdurend in contact kan zijn met het te lassen werkstuk. Men kan met deze staven „slepend" lassen, zoals de vakterm luidt.

Wij willen hier heel in het kort in herinnering brengen waarop dit berust en wat het belang ervan is. Voor een uitvoerige bespreking van het Contact booglassen en de vele aspecten van deze nieuwe lasmethode moge naar een tweetal artikelen in jaargang 1946 van dit tijdschrift worden verwezen[1]).

Het is bekend dat het booglassen met normale lasstaven in het algemeen slechts door geoefende vaklieden behoorlijk kan worden uitgevoerd. Een van de zaken die de lasser door practische scholing leren moet, is de kunst van het „booghouden": hij moet er voortdurend voor zorgen dat de lasboog, tussen de punt van de lasstaaf en het werkstuk, nauwkeurig dezelfde lengte behoudt, teneinde een gelijkmatig afsmelten van de staaf en een gelijkmatige inbranding van het werkstuk te verkrijgen. Bovendien is het „booghouden" van belang omdat toevallige, ook kortdurende, afwijkingen van de booglengte onaangename storingen kunnen veroorzaken. Wordt de boog te lang, dan loopt de boogspanning op en in het extreme geval kan de boog zelfs doven. Wordt de boog daarentegen te kort, dan wordt er te weinig warmte in ontwikkeld en in het extreme geval, nl. als de afsmeltende metaaldruppels een kortsluiting tussen lasstaaf en smeltbad teweeg brengen, kan de lasstaaf zelfs aan het werkstuk „vastvriezen" — zoals elke lasser in het begin van zijn opleiding zal hebben ondervonden.

Het booghouden vraagt dus een zeer vaste hand van de lasser, het is er de oorzaak van dat het laswerk inspannend en vermoeiend is en dat de resultaten vaak minder reproduceerbaar zijn dan men zou wensen.

Bij de Contact lasstaven is het neer te smelten ijzer niet uitsluitend in de kern, doch voor een gedeelte als fijn verdeeld poeder in de bekleding ondergebracht. Daardoor is de bekleding veel dikker dan bij normale lasstaven en wordt er bij het lassen een zeer lange kelk gevormd (*fig. 1*). Deze kelk waarborgt, als men de staaf over het werkstuk laat slepen, de gewenste booglengte. Zodoende wordt gemakkelijk een gelijkmatige kwaliteit van de las verkregen en tevens is het vastvriezen bij het slepen onmogelijk gemaakt, daar de constante booglengte aanzienlijk groter is dan de afmetingen

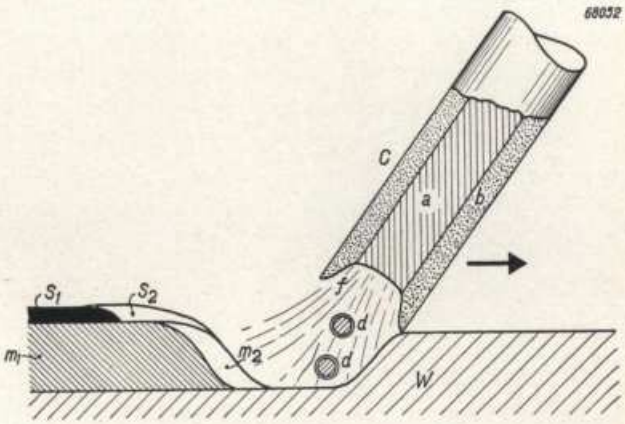


Fig. 1. Het afsmelten van een Contact lasstaaf. De pijl geeft de voortlooprichting aan. *C* lasstaaf met kerndraad *a* en bekleding *b* (waarin ijzerpoeder), *W* werkstuk, *d* overgaande druppels gesmolten ijzer, m_1 vast en m_2 vloeibaar lasmetaal, s_1 vaste en s_2 vloeibare slak. De kelk *f* is zo lang dat met deze lasstaaf slepend kan worden gelast.

[1]) P. C. van der Willigen, Contact-booglassen, Philips techn. T. **8**, 161-167, 1946; idem, Inbranding en lassnelheid bij het Contact-booglassen, Philips techn. T. **8**, 304-309, 1946.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

der ontstaande druppels. Het booghouden is dus bij de Contact lasstaven als het ware geautomatiseerd.

Ook bij normale lasstaven, dwz. bij staven met een normaal samengestelde bekleding, kan men een lange kelk verkrijgen door eenvoudig de bekleding zeer dik te maken. Afgezien van het oneconomische van deze handelwijze, is echter het teveel aan slakvormend materiaal nadelig voor de kwaliteit van de las. Dank zij het bovenvermelde principe van de Contact lasstaven, nl. het verdikken van de bekleding door hierin een groot percentage van het neer te smelten ijzer onder te brengen, kan hier de gunstigste verhouding van slak tot ijzer blijven gehandhaafd. Bovendien brengt het nog een voordeel van heel andere aard mee: de Contact lasstaven zijn „zelfstartend". Door het grote ijzergehalte is nl. de bekleding halfgeleidend, bij aanraking met het werkstuk gaat derhalve onmiddellijk een stroom vloeien, die dan door de plaatselijke verhitting de boog doet ontsteken. Het zo hinderlijke „aantikken" is dus niet nodig.

Op de metallurgisch gunstige eigenschappen die de Contact lasstaven hebben (o.a. dank zij de bescherming van het neersmeltende metaal tegen de atmosfeer door de lange kelk) zullen we hier niet ingaan.

Er werd hierboven de uitdrukking gebezigd dat bij de Contact lasstaven — doordat hiermee slepend kan worden gelast — het booghouden is geautomatiseerd. Al wat de lasser, behalve het vasthouden van de lastang, bij het verlassen van een enkele staaf nog heeft te doen, is het verplaatsen van de staaf in het juiste tempo voor het leggen van de lasrups. Het is nu van belang op te merken dat ook deze functie (het voortlopen) op eenvoudige wijze kan worden geautomatiseerd. Daarenboven is het thans mogelijk gemaakt een hele reeks lasstaven na elkaar geheel automatisch te verlassen, met behulp van een nieuw toestel, de Philips Contact lasautomaat. Lasnaden van willekeurige lengte kunnen dus door gebruik van dit toestel geheel automatisch worden gelegd.

Wij behandelen in hetgeen volgt eerst het automatisch voortlopen en bespreken dan de constructie van de lasautomaat.

Automatisch voortlopen

In *fig. 2* is schematisch aangegeven hoe men het automatisch voortlopen kan bewerkstelligen. Deze methode is reeds enige jaren geleden o.a. door Van der Willigen beschreven en practisch toegepast [2]).

[2]) P. C. van der Willigen, Contact arc welding, The Welding J., Welding Res. Suppl. **25**, 313-320, 1946.

De lasstaaf wordt onder een zekere hoek ingeklemd aan het einde van een stang, die in het verticale vlak schuin is opgesteld en die, geleid door vier isolerende rollen, onder invloed van de zwaartekracht in haar eigen richting kan glijden. De lasstaaf wordt hierdoor met het vrije einde tegen

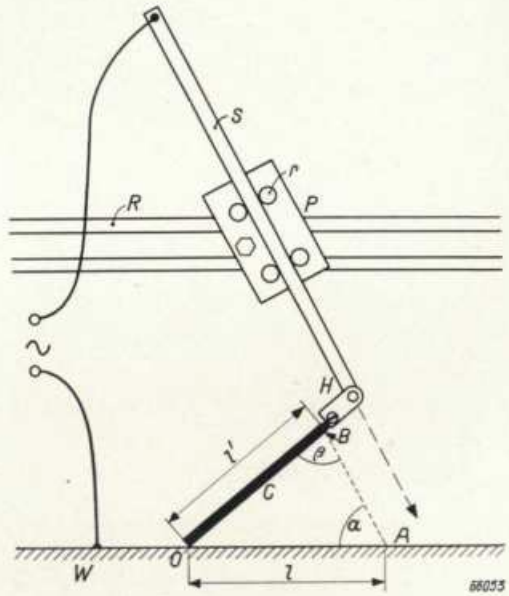


Fig. 2. Opstelling voor automatisch voortlopen (bij slepend lassen). *C* is de Contact lasstaaf, die met de instelbare kleminrichting *H* aan de glijstang *S* is bevestigd. De stang wordt door vier isolerende, gegroefde rollen *r* geleid en drukt door haar gewicht de lasstaaf steeds tegen het werkstuk *W*. Bij het afsmelten verplaatst de staaf zich derhalve evenwijdig aan zichzelf. De bevestigingsplaat *P* die de rollen *r* draagt, kan onder een instelbare hoek op de rail *R* worden gemonteerd.

het, horizontaal opgestelde, werkstuk gedrukt, terwijl via de stang de stroom aan de lasstaaf wordt toegevoerd. Bij het afsmelten van de punt van de lasstaaf zal de stang, die hierop steunt, geleidelijk zakken en dus de staaf parallel aan zichzelf verplaatsen. Het aanrakingspunt van staaf en werkstuk, dat in het begin bij *O* ligt, verschuift derhalve naar de mate van afsmelten van de staaf, totdat de gehele staaf is opgesmolten en de kleminrichting de boog zou overnemen (wat men natuurlijk door tijdig terugtrekken van de stang moet voorkomen).

Een lijn, evenwijdig aan de geleide stang getrokken door het ingeklemde einde van de lasstaaf, snijdt het werkstuk in punt *A*. $OA = l$ is de lengte van de lasrups die bij het geheel oplassen van de staaf (nuttige staaflengte l') zal worden verkregen. Voor deze rupslengte wordt bij elke lasverbinding een bepaalde waarde voorgeschreven; hiervan hangt immers, bij gebruik van een gegeven soort lasstaaf, de dikte van de verkregen las af (*fig. 3*). Men kan nu de gewenste rupslengte realiseren door een geschikte keuze van de hellingshoeken α en β

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

van de geleide stang resp. van de lasstaaf. Uit fig. 2 leest men de voorwaarde af:

$$\frac{\sin\beta}{\sin\alpha} = \frac{l}{l'} \quad \ldots\ldots\ldots \quad (1)$$

Een der hoeken is hierbij in eerste instantie nog willekeurig. Dit is ook op aanschouwelijk-meetkundige gronden duidelijk: de toekomstige rups OA ligt vast, het einde B van de lasstaaf echter kan in elk punt van de cirkel met straal l' om middelpunt O worden gelegd, mits men dan de geleidingsrichting voor de stang evenwijdig aan BA kiest.

In de practijk is gebleken dat niet alle volgens verg. (1) mogelijke combinaties van hoeken α, β even goed voldoen, Tekent men voor deze vergelijking een diagram, waaruit men, als het quotient l/l' en een der hoeken gegeven worden, de andere hoek kan aflezen, dan kan men in dit diagram een bepaald gebied (d.i. een onscherp verband tussen α en β) aanwijzen waarin lastechnisch de beste resultaten worden bereikt. De ligging van dit

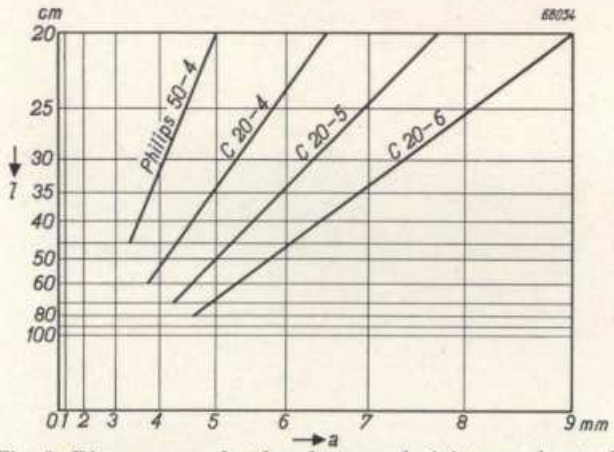


Fig. 3. Diagram voor het bepalen van de juiste rupslengte l per lasstaaf, bij een voorgeschreven lasdikte a (in een hoeklas). De lijnen gelden voor vier soorten lasstaven.

gebied is nog enigszins afhankelijk van het type en de diameter van de lasstaaf, de naadvorm en de stroomsterkte. In *fig. 4* is een α-β-diagram als bovenbedoeld weergegeven, en voor een bepaald geval (Contact lasstaaf type C 20-5, gebruikt voor een liggende hoeklas, bij de maximale stroomsterkte van 350 ampère) is het gunstigste gebied door arcering aangeduid. Links van dit gebied wordt het resultaat van het lassen ongunstig beïnvloed doordat de slak neiging heeft voor de boog uit te gaan lopen, terwijl rechts van dit gebied de slak neiging heeft tot achterblijven.

De verdergaande automatisering van het Contact lassen, die door deze methode van automatisch voortlopen wordt bewerkstelligd, maakt het mogelijk om laswerk in de seriefabricage te laten uitvoeren door minder geroutineerde lassers, eventueel zelfs door vrijwel ongeschoold personeel, terwijl men bovendien een beter reproduceerbaar lasresultaat krijgt dan gewoonlijk bij het lassen met de

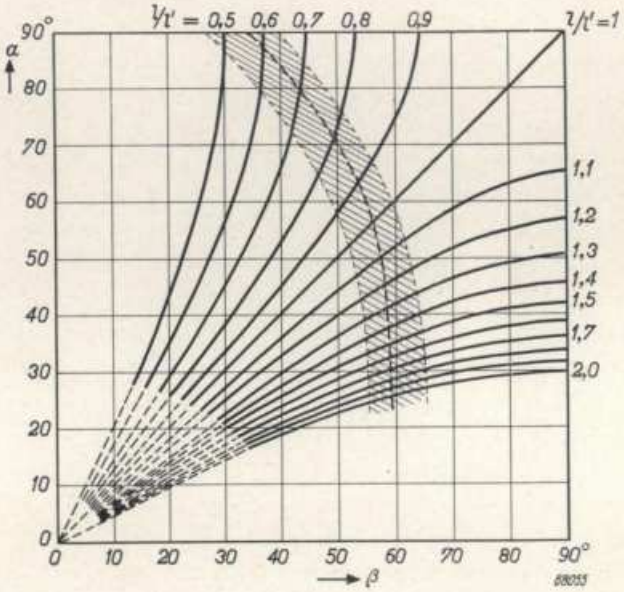


Fig. 4. Diagram voor het bepalen van de instelhoeken α en β bij het automatisch lassen. Het quotient l/l' van rupslengte en nuttige staaflengte wordt gegeven, de bijbehorende kromme geeft dan alle combinaties van hoeken α, β waarmee de gewenste rupslengte wordt verkregen. Voor de practijk blijken, als men een liggende hoeklas maakt met staven type C 20-5 bij 350 A stroomsterkte, alleen combinaties in het gearceerde gebied goed te voldoen.

hand mogelijk is. Immers, het opsmelten van een gehele lasstaaf gebeurt in vele gevallen (afhankelijk van het type lasstaaf en de stroomsterkte) in minder dan 1 minuut; de voortloopsnelheid luistert dus zeer nauw, als men overal de gewenste lasdikte wil verkrijgen. Bij het automatisch voortlopen is een constante lasdikte gewaarborgd doordat de verplaatsing rechtstreeks door het afsmelten wordt bepaald.

Automatisch lassen van lange naden

Met de opstelling volgens fig. 2 is het booghouden èn het voortlopen geautomatiseerd. Alleen het beëindigen van het lassen (terugtrekken van de glijstang) en het aan de gang brengen van een volgende lasstaaf moet hier met de hand gebeuren. Wij gaan nu nog twee stappen verder en laten zien hoe ook de laatste twee verrichtingen automatisch kunnen worden uitgevoerd.

Om een lange, rechte lasnaad te leggen, waarvoor verscheidene lasstaven opgesmolten moeten worden, kan men een aantal toestellen als in fig. 2 naast elkaar bevestigen op een rail, die geïsoleerd boven de te lassen naad wordt opgesteld. De onderlinge afstanden kiest men gelijk aan de rupslengte

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

van één lasstaaf. Men voorziet alle houders van lasstaven, bijv. Contact staven type C 20-5 of C 20-6 (d.i. met 5 resp. 6 mm kerndiameter), met de punt rustend in de naad, echter hiervan geïsoleerd door een stukje asbestpapier (behalve bij de eerste staaf). De stroomtoevoer moge voorlopig worden bewerkstelligd door iedere glijstang met een flexibele

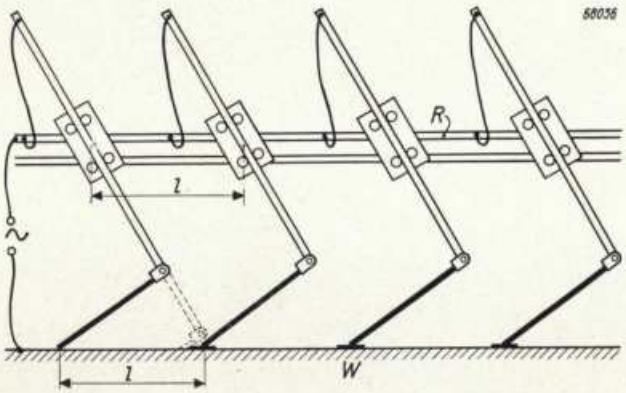


Fig. 5. Schema van de opstelling voor het leggen van lange lasnaden. Een aantal inrichtingen volgens fig. 2 zijn naast elkaar, op onderlinge hartafstanden l, op een rail R boven het werkstuk W gemonteerd. Door er onder gelegde asbestpapiertjes zijn de tweede, derde en volgende lasstaven voorlopig van het werkstuk geïsoleerd. Is een staaf geheel afgesmolten (gestippelde stand van de glijstang), dan neemt de volgende staaf automatisch de boog over. Het restant van de afgesmolten staaf moet op dat ogenblik omhoog worden getrokken.

kabel aan de rail te verbinden; de rail wordt op de ene pool van de stroombron aangesloten, het werkstuk op de andere pool. De opstelling die men aldus verkrijgt is in *fig. 5* geschetst.

Zodra de spanning tussen de rail en het werkstuk wordt ingeschakeld, zal de eerste staaf beginnen te lassen (deze was immers niet door een asbestpapiertje geïsoleerd, en de staven van het type C 20 zijn zelfstartend). De staaf loopt dan automatisch voort, totdat de kleminrichting van deze staaf stuit tegen de gereedstaande volgende lasstaaf. Zodra dit gebeurt, begint de boog langer te worden, doordat de staaf verder afsmelt zonder zich te kunnen verplaatsen. Wanneer de boog enkele millimeters is verlengd (waarbij de boogspanning oploopt), is de atmosfeer in de omgeving van de punt van de tweede lasstaaf zo sterk verwarmd en geïoniseerd, dat de ontsteekspanning voor deze staaf daalt beneden de aanwezige spanning. Daar tevens het isolerende asbestpapier door de hitte wegsmelt, ontsteekt de tweede lasstaaf en begint te lassen [3]). Dit spel herhaalt zich vervolgens met alle opgestelde staven, zodat willekeurig lange naden op deze manier kunnen worden gerealiseerd.

Rest nog de laatste, bovengenoemde verrichting te beschouwen: elke staafhouder moet onmiddellijk worden teruggetrokken zodra zijn lasstaaf is opgesmolten en de volgende staaf aan de gang is gegaan. Zou dit bij één houder niet op tijd gebeuren, dan zou het restant van de desbetreffende lasstaaf zodra de volgende staaf begint af te smelten verder zakken en opnieuw met het werkstuk in contact komen, waardoor de boog van de nieuwe staaf weer op de oude zou kunnen terugspringen, met als gevolg een ondeugdelijke aanhechting van de nieuwe lasrups en eventueel zelfs een vastvriezen van de kleminrichting van de staaf op het werkstuk. Het is daarom wel zeer gewenst, de eenvoudige verrichting van het terugtrekken van de staafhouder niet aan de oplettendheid van het personeel toe te vertrouwen doch ook deze laatste verrichting te automatiseren.

Dit wordt gepresteerd door de Contact lasautomaat, een verdere uitwerking van de inrichting volgens fig. 2. Het toestel is in *fig. 6* afgebeeld.

De grondgedachte van dit toestel is, dat het terugtrekken van een houder dient te worden bewerk-

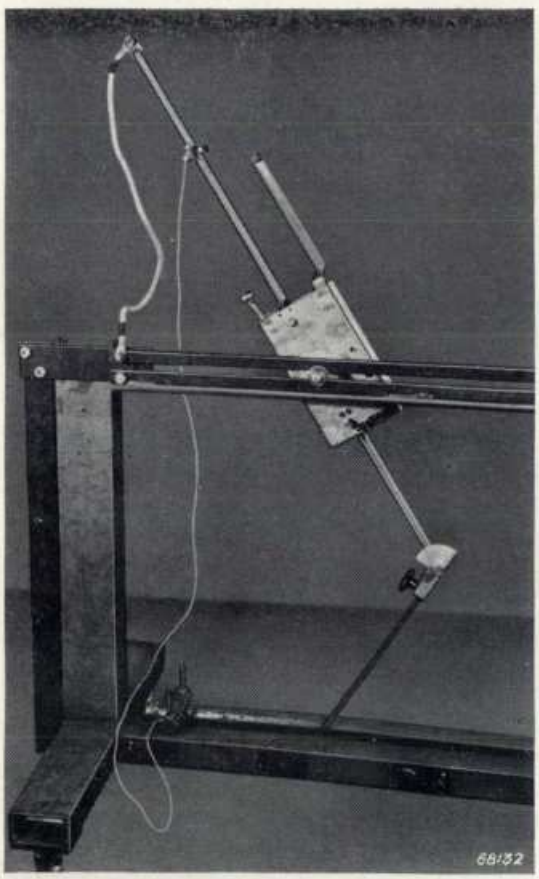


Fig. 6. De Contact lasautomaat, in laspositie gemonteerd.

[3]) Men kan voor de isolatie geen gewoon papier in plaats van asbest nemen, aangezien dit te vroeg door de hitte zou bezwijken en de tweede staaf dus eventueel zou ontsteken reeds vóór de smeltpoel van de eerste staaf voldoende genaderd is. In hetgeen volgt zal nog nader blijken waarom dit ontoelaatbaar is.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

stelligd door de stroom die door de volgende lasstaaf begint te vloeien zodra deze wordt ontstoken. Men heeft dan zekerheid dat het terugtrekken van elke houder precies op het juiste ogenblik zal geschieden, niet te vroeg (dwz. als de volgende staaf nog niet aan de gang gebracht zou zijn) en niet te laat (dwz. als de houder al zover doorgezakt zou zijn dat de boog weer op de staaf kan terugspringen).

De Contact lasautomaat

De werking van de lasautomaat kunnen we beschrijven aan de hand van de schematische tekening in *fig. 7*. Er zijn hier op een rail twee lasautomaten of „laskoppen" aangebracht, die na elkaar in actie moeten komen. (Het kunnen er natuurlijk ook meer zijn.)

De stroom wordt aan de glijstang van de laskop *N* niet rechtstreeks van de rail toegevoerd, doch via een klem *c* die zich in de voorafgaande laskop *M* bevindt. Zolang de lasstaaf van laskop *M* aan het lassen is, staat het scharnierende stalen plaatje *p* in de getekende stand en het wordt hierin gehouden door een bladveertje (*b*). De klem *c* is in deze stand via de wikkeling van de kleine electromagneet *e* verbonden met de rail.

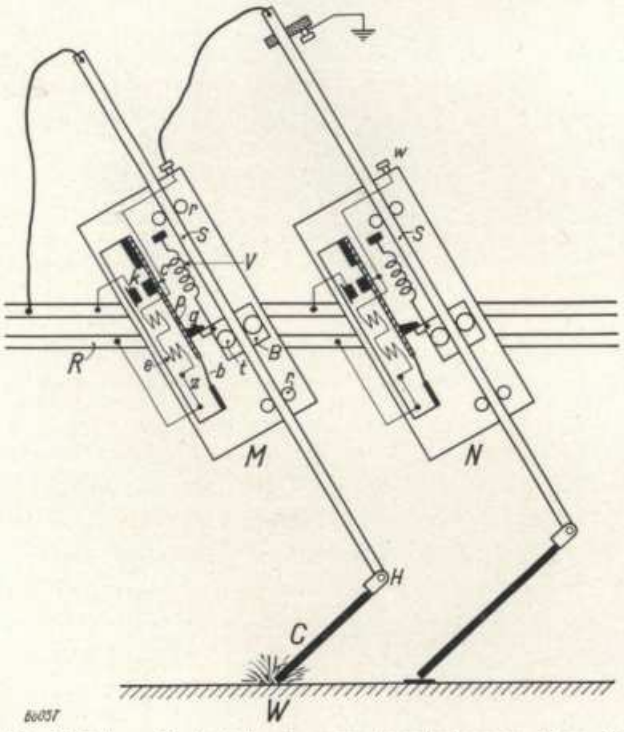


Fig. 7. Schematische tekening van twee laskoppen *M* en *N*, ieder met een inrichting voor het automatisch optrekken van de glijstang. Het electromagneetje *e* wordt bekrachtigd door de stroom die door de lasstaaf van de volgende laskop begint te vloeien. Het trekt dan het stalen ankerplaatje *p* aan, waardoor de pal *q* een aanslag vrijgeeft en de veer *V* de glijstang vastklemt en omhoogtrekt; tevens wordt het zware contact *k* gesloten, waardoor de magneetwikkeling wordt kortgesloten en de lasstroom van bijv. 300 A van laskop *N* via de klem *c* en contact *k* naar de rail *R* kan vloeien. *p* blijft in de nieuwe stand dank zij het bladveertje *b*, dat twee evenwichtstanden heeft. *z* is een smeltveiligheid.

Begint er stroom door de lasstaaf van laskop *N* te vloeien, dan bekrachtigt deze stroom (die in het begin slechts enkele ampères bedraagt) de vermelde electromagneet in laskop *M*. Het plaatje *p* wordt hierdoor aangetrokken en geeft een pal vrij, waardoor een sterke veer in werking treedt, die ten eerste met twee rollen *t* de glijstang op een blok vastklemt en vervolgens blok en glijstang een stuk omhoogtrekt. Daarmee is het terugtrekken van het restant van de lasstaaf van laskop *M* volbracht. Bij het omslaan van het ankerplaatje *p* sluit dit tevens een zwaar contact (*k*), waardoor de wikkeling van de electromagneet kortgesloten wordt en de klem *c*, die nu de volle lasstroom van ca 300 ampère voor laskop *N* moet voeren, rechtstreeks aan de rail wordt verbonden. Het plaatje *p* wordt wederom door het bladveertje *b* (dat een labiele middenstand heeft, dus ongeveer als het deksel van een tabaksdoos naar binnen of naar buiten wil doorslaan) in de nieuwe stand vastgehouden.

Hoe het vastklemmen en optrekken van de glijstang gebeurt, is in *fig. 8* en het bijbehorende onderschrift toegelicht [4]). In de vastgeklemde toestand kan de glijstang wèl nog hoger worden opgetrokken, hetgeen nodig is om er een nieuwe lasstaaf in te zetten voor het volgende werkstuk. Is het eerste werkstuk gereed en het volgende in positie gebracht, dan wordt bij elke laskop door een handgreep de veer weer gespannen, waardoor de glijstang wordt vrijgemaakt en het plaatje *p* met de pal *q* en het contact *k* in de oorspronkelijke stand wordt teruggebracht. Dit kan men eveneens in fig. 8 nagaan.

De klem *c* in de laskop *N* kan, in plaats van aan de volgende laskop, ook aan een contact *w* boven op de eigen laskop worden verbonden (zie fig. 6 en 7). Door middel van een geaard contact, dat men geïsoleerd op de glijstang van *N* bevestigt, kan aldus de electromagneet van *N* worden bekrachtigd zodra zijn eigen glijstang een bepaalde, vooraf in te stellen afstand is gezakt. Dit past men toe bij de laatste laskop van een reeks, die zich dus zelf uitschakelt en daarmee het lassen aan het werkstuk beëindigt.

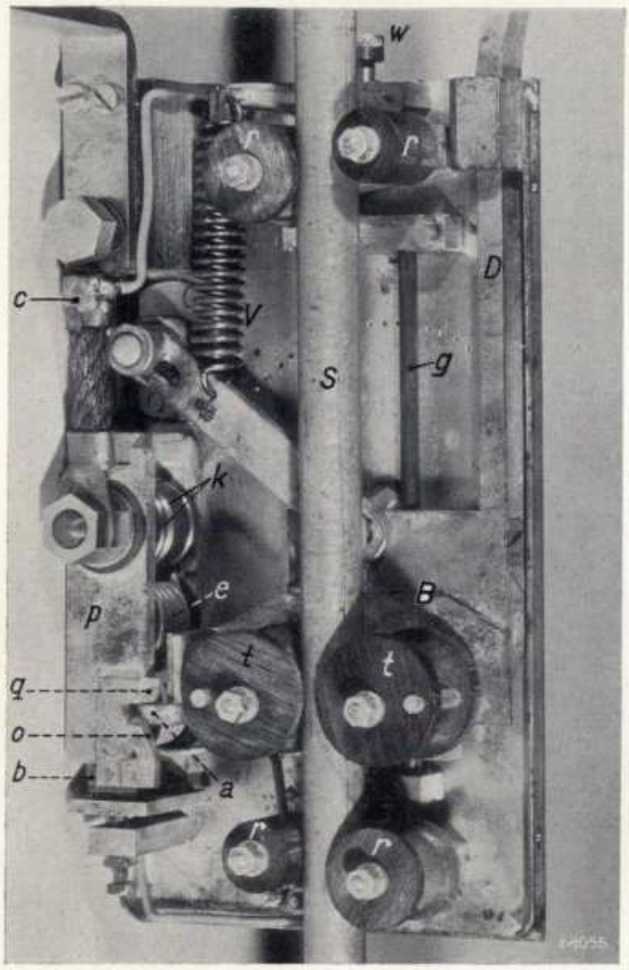
Het werken met de Contact lasautomaat

Het is duidelijk dat het gebruik van de lasautomaat vooral voordeel zal opleveren in gevallen waarbij eenzelfde type lasverbinding een aantal

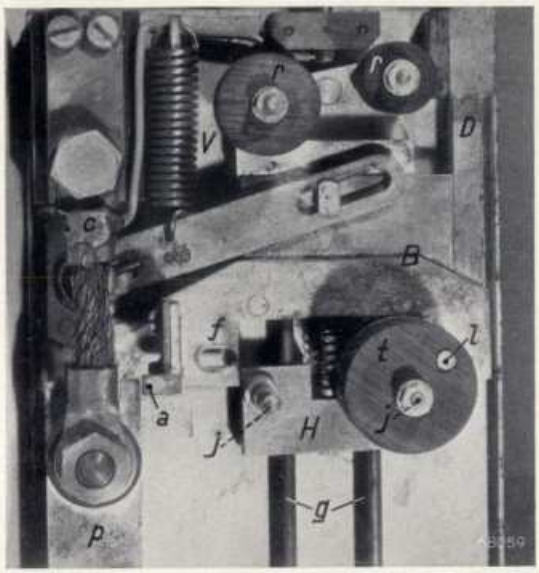
[4]) Bij het ontwerpen van deze constructie heeft de heer J. B. van der Wal van de Philips Lasstavenfabriek te Utrecht zijn medewerking verleend.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023



a



b

Fig. 8. *a*) Close-up van de geopende laskop, waarop men o.a. de in fig. 7 aangegeven onderdelen onderscheidt. Het schuifblok *B*, dat de klemrollen *t* draagt, kan straks (als het ankerplaatje *p* met de pal *q* door de electromagneet aangetrokken wordt en de aanslag *a* vrijgeeft) onder invloed van de sterke veer *V* naar boven glijden langs de twee pennen *g* (één pen is onzichtbaar). Met de duwer *D* kan daarna het blok *B* weer omlaag geduwd worden, waarbij de veer gespannen wordt. De aanslag *a* drukt hierbij, nadat hij over de pal *q* gegleden is, door het schuine aanslagvlak *o* het plaatje met de pal naar voren, in de beginstand, die door het bladveertje *b* gestabiliseerd wordt en waarin het blok *B* dan door de pal *q* weer vastgehouden wordt. *b*) Het schuifblok *B* bevindt zich hier in de hoogste stand. De glijstang die de lasstaaf draagt is verwijderd, evenals een der beide klemrollen *t*, teneinde het klemmechanisme te laten zien. De klemrollen zijn met excentrische gaten gelagerd op de asjes *j*, die in het hulpblokje *H* bevestigd zijn. Wordt het blok *B*, waarmee dit hulpblokje verbonden is door een kleine veer, geheel naar beneden geduwd, dan stuit *H* tegen een aanslag, de veer wordt ingedrukt, en hierbij worden door de benedenwaartse beweging van de sleuven *f*, waarin stiften *l* van de klemrollen glijden, de beide klemrollen een weinig om *j* gedraaid, zodanig dat zij zich van elkaar verwijderen. De glijstang kan er dan geheel vrij tussen glijden. Is echter de pal *q* gelicht en begint het blok *B* naar boven te gaan, dan wordt allereerst door ontspannen van de kleine veer het hulpblokje *H* van het blok afgeduwd, de twee klemrollen draaien naar elkaar toe, klemmen de glijstang vast en nemen deze bij de verdere opwaartse beweging van *B* en *H* mee omhoog.

In deze stand kan de glijstang desgewenst met de hand verder omhooggetrokken worden, aangezien daarbij de wrijvingskracht die op de klemrollen werkt deze uit elkaar draait en dus de klemkracht kleiner doet worden. De glijstang kan echter niet omlaag bewegen, daar dan de wrijvingskracht die op de klemrollen werkt deze naar elkaar toe draait en dus de klemkracht doet toenemen.

malen moet worden gemaakt, dus voor serie- of massafabricage. De tijd die men éénmaal nodig heeft voor het opstellen van de rail en het in de juiste posities brengen van de serie laskoppen, is dan te verwaarlozen ten opzichte van de grote tijdbesparing die men bij het lassen boekt. Bij het lassen met de hand wordt vaak nog veel tijd verspild voor het maken van de aanhechtingen: is een lasstaaf opgesmolten, dan moet een nieuwe staaf in de lastang worden gezet, veelal duurt dit zo lang dat de laspoel inmiddels stolt, in dat geval moet de slak van het laatste stukje van de gelegde lasrups worden verwijderd om slakinsluitingen te voorkomen, en vervolgens moet de nieuwe lasstaaf worden gestart. Bij het automatisch lassen met een serie laskoppen vervalt al dit oponthoud, elke lasstaaf neemt de rups heet van de voorgaande over, en aan de voltooide las kan men de aanhechtingen nauwelijks meer zien. De inschakelduur van de lasstroombron is hierbij aanmerkelijk langer dan bij het handlassen, en aan de scholing van het personeel worden, zoals hierboven reeds werd betoogd, veel geringere of soms zelfs vrijwel géén eisen gesteld. Ook de tijd van het personeel kan volledig worden benut, aangezien tijdens het lassen door de automaat de resten van de verbruikte lasstaven reeds kunnen worden verwijderd en nieuwe staven kunnen worden ingezet voor het lassen van het volgende werkstuk. Heeft men lasstroombronnen genoeg, dan kan men eventueel twee tegelijk werkende series laskoppen door één man laten bedienen. De twee series kunnen aan twee werkstukken lassen of, bij lange werkstukken, aan eenzelfde werkstuk. Deze laatste werkwijze heeft nog het voordeel dat

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

men het optreden van een grote dwarskrimp kan vermijden: men laat hiertoe de beide groepen van eenzelfde punt in het midden van het werkstuk beginnen en naar buiten toe lassen.

De wijze van opstelling van de stroomvoerende rail kan gekozen worden naar de aard van de te lassen werkstukken. Zijn deze gemakkelijk transporteerbaar, dan zal een vaste opstelling aanbeveling verdienen, waarbij een speciaal aangepaste bevestigingstafel of mal voor de werkstukken tot een snelle instelling kan bijdragen. Kunnen de te lassen stukken uitsluitend van boven met een kraan op de werktafel worden geplaatst, dan kan een scharnierende bevestiging van de stroomrail aan een wand of aan een raamwerk voordelen hebben. Indien aan niet transporteerbare stukken moet worden gelast, bijv. aan vloeren of scheepsdekken, dan is een verrijdbare opstelling van de rail met de laskoppen nodig.

Fig. 9 geeft een afbeelding van het lassen van een werkstuk in een vaste opstelling.

In principe is het ook mogelijk, met laskoppen van iets gewijzigde uitvoering, boven het hoofd of verticaal te lassen. De nodige drukkracht op de lasstaven kan dan door een stel over katrollen werkende gewichten worden verkregen.

Uit het bovenstaande is wel genoegzaam gebleken dat men in de Contact lasautomaat een zeer soepel werkend toestel ter beschikking gekregen heeft, dat gemakkelijk kan worden aangepast bij de beschikbare lastechnische uitrusting van het bedrijf enerzijds en bij de eisen die het werkstuk stelt anderzijds

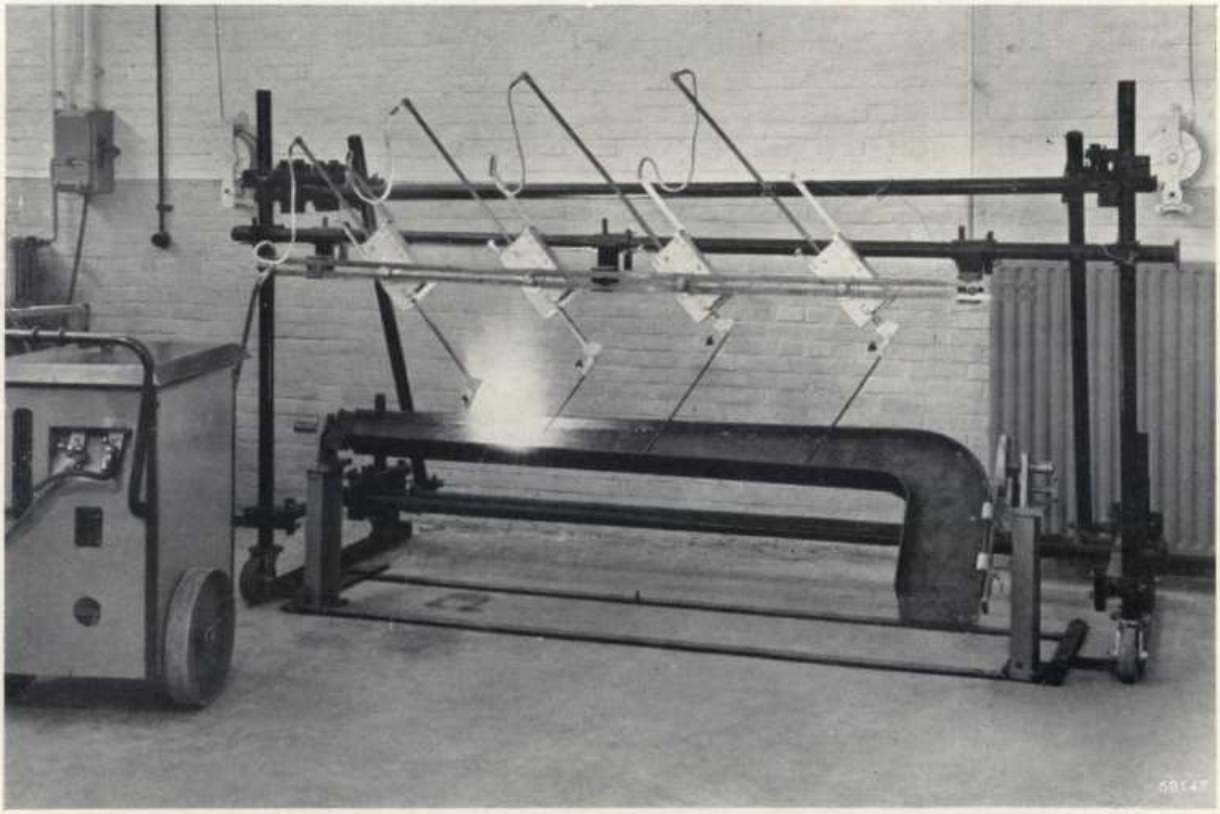


Fig. 9. De Contact lasautomaat aan het werk. Van de eerste laskop is de lasstaaf opgebrand en de stang omhoog getrokken. Het lassen gebeurt nu met de tweede kop.

Samenvatting. Doordat met Contact lasstaven slepend kan worden gelast, behoeft de lasser hierbij niet meer de taak van het „booghouden" te vervullen. Deze functie is als het ware geautomatiseerd. Ook het voortlopen van de staaf en het overgaan van een staaf tot de volgende kan automatisch worden bewerkstelligd, zodat willekeurig lange lasnaden geheel automatisch kunnen worden vervaardigd. Hiertoe is de Philips Contact lasautomaat ontwikkeld. Deze bestaat uit een „laskop", voorzien van een in haar lengterichting glijdende schuine stang, aan welker ondereinde de lasstaaf onder een zekere hoek wordt vastgeklemd. Door het gewicht van de stang wordt de lasstaaf op het werkstuk gedrukt en bij het afsmelten evenwijdig aan zichzelf verplaatst. De mate van verplaatsing (dus de lasdikte) beïnvloedt men door variatie van de hoeken waaronder stang en staaf worden opgesteld. Een aantal zulke laskoppen worden, op de juiste onderlinge afstand, aan een rail boven het werkstuk bevestigd en elke lasstaaf wordt op het beginpunt van de respectievelijke te leggen lasrups geplaatst. Elke staaf neemt automatisch de lasboog van haar voorganger over zodra deze geheel is afgesmolten, terwijl dan de voorganger automatisch door middel van een electromagneet in de laskop wordt teruggetrokken. Op deze wijze kan laswerk in een seriefabricage met ongeroutineerd personeel worden uitgevoerd, terwijl toch zeer goede en reproduceerbare lassen worden verkregen. De aanhechtingen der onderscheidenlijke lasrupsen zijn nauwelijks te zien.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

EEN MEETINRICHTING VOOR TRANSISTORS

door P. J. W. JOCHEMS en F. H. STIELTJES.

621.314.632:621.315.59:
621.317.7

Enige jaren geleden is in Amerika een schakelelement uitgevonden dat, evenals een triode, in staat is een signaal te versterken. Dit schakelelement, de zg. transistor, bestaat in de gebruikelijkste uitvoering uit een stukje germanium met één grote electrode en twee kleine, dicht bij elkaar geplaatste, puntvormige electroden.

De transistor verkeert nog in een stadium van ontwikkeling, waarvan het verdere verloop uiteraard onzeker is. Het onderwerp is echter van zodanig belang dat ook bij Philips met kracht aan onderzoekingen op het gebied van de transistor wordt gewerkt. De hieronder beschreven meetinrichting bewijst bij het onderzoek goede diensten.

In het beginstadium van de radiotelegrafie is jarenlang de kristaldetector de betrouwbaarste en meest gebruikte detector geweest, tot hij in de eerste wereldoorlog werd verdrongen door de triode, die het voordeel heeft een signaal tevens te kunnen versterken. Een twintigtal jaren later, bij de opkomst van de techniek der centimetergolven (radar!), waarvoor aanvankelijk geen geschikte buizen bestonden, heeft men opnieuw van de kristaldetector dankbaar gebruik gemaakt.

Het heeft niet ontbroken aan pogingen om deze detector te ontwikkelen tot een schakelelement dat, evenals de triode, in staat is te fungeren als versterker. In Amerika zijn deze pogingen met succes bekroond, door de uitvinding van de zg. transistor [1]). Het geven van uitvoerige beschouwingen over de werking en het gebruik van de transistor is niet de bedoeling van dit artikel; daarvoor zij verwezen naar de literatuur [2]). Wij willen hier volstaan met een korte beschrijving, om vervolgens twee meetinrichtingen te bespreken waarmee de voornaamste karakteristieken en de versterking van transistors kunnen worden bepaald.

Principe van de transistor

In de gebruikelijkste uitvoering bestaat een transistor uit een halfgeleidend kristal, dat op een metalen plaatje (de basis, *B* in *fig. 1*) is gesoldeerd, en uit twee metalen puntjes, die verend op het kristal rusten. Een geschikt materiaal voor het halfgeleidende kristal is germanium met een overschot aan geleidingselectronen („type N"). Het ene metalen puntje heet emitter (*E*), omdat het een stuurstroom — en daarmee ladingsdragers — het kristal „inzendt", het andere heet collector (*C*), aangezien het de door de stuurstroom geïntroduceerde ladingsdragers „verzamelt".

Het contact van elk der metalen punten met het germanium vertoont een gelijkrichtende werking, en wel bij germanium type N in die zin dat een positieve stroom door dit contact veel gemakkelijker vloeit in de richting van de punt naar het germanium dan andersom.

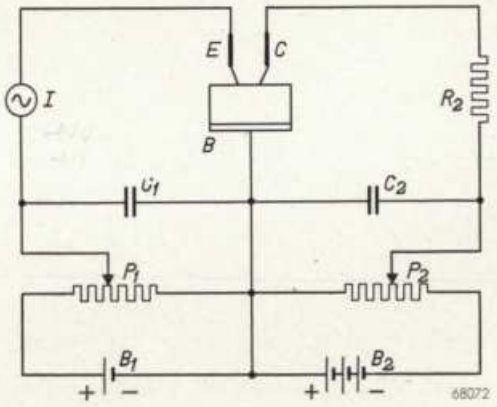


Fig. 1. Schakeling van een transistor (germaniumkristal met basis *B*, emitter *E* en collector *C*) als versterker. *I* ingangstroom- of -spanningsbron. R_2 uitgangsweerstand. B_1 en B_2 gelijkspanningsbronnen met potentiometers P_1 en P_2 en overbruggingscondensatoren C_1 en C_2.

De werking van de transistor kan worden gedemonstreerd met de in fig. 1 weergegeven schakeling. Aan de emitter wordt een kleine positieve spanning ten opzichte van de basis gelegd, van zodanige grootte dat er een stroom (in de doorlaatrichting dus) loopt van 0,5 tot 1 mA. De collector geeft men een veel hogere negatieve spanning, zodanig dat hierdoor, in de „keerrichting", een stroom van enige mA vloeit. In serie met de collector is een weerstand geschakeld — de uitgangsweerstand R_2 — van bijv. 20 000 ohm (d.i. veel hoger dan de weerstand in de emitterketen).

[1]) J. Bardeen en W. H. Brattain, The transistor, a semiconductor triode, Phys. Rev. **74**, 230-231, 1948.

[2]) Zie bijv.: J. Bardeen en W. H. Brattain, Physical principles involved in transistor action, Phys. Rev. **75**, 1208-1225, 1949, en W. Shockley, Electrons and holes in semi-conductors, with applications to transistor electronics, Van Nostrand Co., Inc., New York 1950.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Varieert men nu de emitterstroom met een klein bedrag — bijv. door in de emitterketen een wisselstroombron op te nemen — dan blijkt dat in de collectorketen eveneens een stroomverandering, resp. een wisselstroom, optreedt. Vooral is dit het geval indien emitter en collector zeer dicht bij elkaar zijn geplaatst, bijv. op 0,05 mm afstand van elkaar. Eventueel kan zelfs de amplitude van de wisselstroom in de collectorketen groter zijn dan die in de emitterketen. Doch ook zonder dat dit het geval is, kan reeds een aanzienlijke versterking van het wisselstroomvermogen optreden: de weerstand in de collectorketen is immers veel groter dan die in de emitterketen.

Onder geschikt gekozen omstandigheden kan de transistor dus een signaal versterken, en bij terugkoppeling van de uitgang naar de ingang kan hij aan het oscilleren worden gebracht. In zoverre bestaat er dus een analogie met de triode. Practische voordelen van de transistor boven de triode (of andere versterkbuizen) zijn: 1) de afwezigheid van een gloeikathode, 2) de kleinere afmetingen waarin hij kan worden vervaardigd (*fig. 2*), en 3) de vrijwel onbeperkte levensduur bij normaal gebruik. Deze voordelen maken de transistor vooral aantrekkelijk voor toepassingen waarin tot dusverre grote aantallen buizen werden gebruikt, bijv. versterkers voor telefonie, en electronische rekenmachines. Vóór het zover is, zullen er echter nog enige moeilijkheden moeten worden overwonnen.

Behalve de zoëven genoemde analogie tussen transistor en triode bestaat er in de werking een belangrijk punt van verschil. De triode — mits zodanig ingesteld dat er geen roosterstroom loopt en mits gebruikt bij niet al te hoge frequenties — neemt aan de ingang geen vermogen op. De ingangsketen (emitterketen) van de transistor daarentegen heeft een vrij lage weerstand, waarin een zeker vermogen wordt gedissipeerd. De consequenties hiervan voor de transistortechniek zijn, 1) dat het niet alleen zin heeft te spreken van de spanningsversterking, maar ook van de vermogensversterking (zoals wij hierboven al hebben gedaan), en 2) dat men rekening moet houden met de aanpassing, dwz. dat de inwendige weerstand van de ingangspanningsbron en de uitgangsweerstand elk op zichzelf een in een of ander opzicht gunstigste waarde hebben, waarbij bijv. de vermogensversterking, of het zonder vervorming afgegeven vermogen, zo groot mogelijk is. (Hetzelfde geldt trouwens voor buizen die op zodanige wijze worden gebruikt dat zij wèl een zeker ingangsvermogen nodig hebben, bijv. zendbuizen, die meestal zo worden ingesteld dat er roosterstroom loopt.)

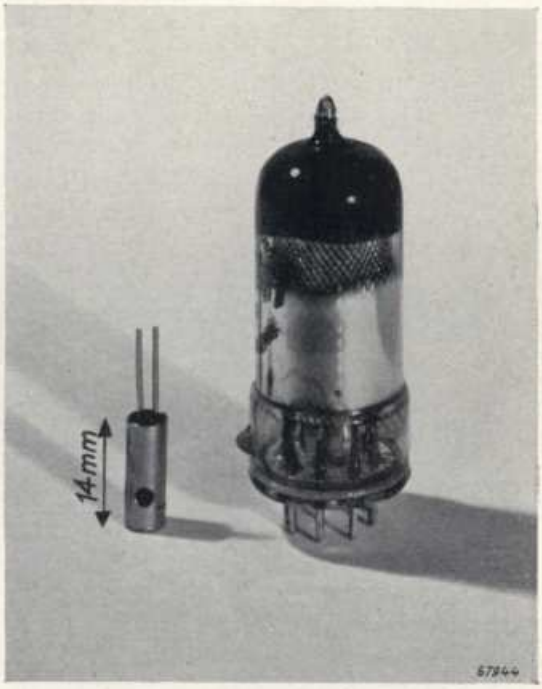


Fig. 2. Afbeelding op ware grootte van een Philips transistor, met een penthode EF 42 ter vergelijking. (Hieruit mag niet worden geconcludeerd dat de transistor en de buis elkaar zouden kunnen vervangen.)

In het volgende wordt een meetinrichting beschreven waarmee de belangrijkste karakteristieken van een transistor zichtbaar kunnen worden gemaakt op het scherm van een kathodestraaloscillograaf en waarmee de vermogensversterking rechtstreeks kan worden gemeten.

Het oscillografisch opnemen van transistorkarakteristieken

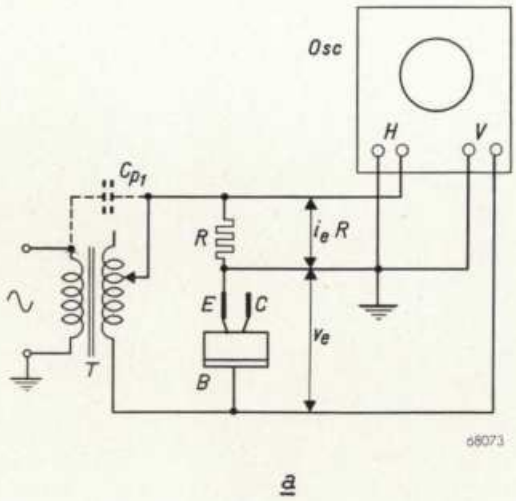
Bij een transistor heeft men te maken met de stromen i_e en i_c die over de emitter, resp. de collector vloeien, en met de spanningen v_e en v_c tussen de emitter, resp. de collector, en de basis. (Met al deze grootheden bedoelen we de ogenblikswaarden.) Elk van deze grootheden, uitgezet als functie van een der andere, vormt een transistorkarakteristiek.

In beginsel kan men bijv. de emitterkarakteristiek, $v_e = f(i_e)$ bij $i_c = 0$, oscillografisch opnemen met behulp van een schakeling die is weergegeven in *fig. 3a*. Men legt aan de serieschakeling van de transistor (emitter en basis) en een weerstand R een regelbare wisselspanning, die afkomstig is van een transformator. De spanning over R is evenredig met de stroom i_e die door de transistor loopt. Deze spanning wordt gelegd aan de ingangsklemmen voor de horizontale afbuiging van een kathodestraaloscillograaf, de spanning v_e (tussen de emitter en de basis) aan de ingangsklemmen voor de verticale uitslag. Op het scherm verschijnt dan de karakteristiek $v_e = f(i_e)$.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Gebruikt men hierbij een normale oscillograaf, dan stuit men op twee bezwaren. Het eerste heeft tot oorzaak, dat de spanningen v_e en i_eR te klein zijn om zonder versterking een voldoend grote uitslag te geven. Als gevolg van de gelijkrichtende werking hebben beide spanningen een gelijkspanningscomponent. De versterkers van een normale oscillograaf als type GM 3159 [3]) echter versterken geen gelijkspanning, zodat deze component in het oscillogram niet kan worden weergegeven.



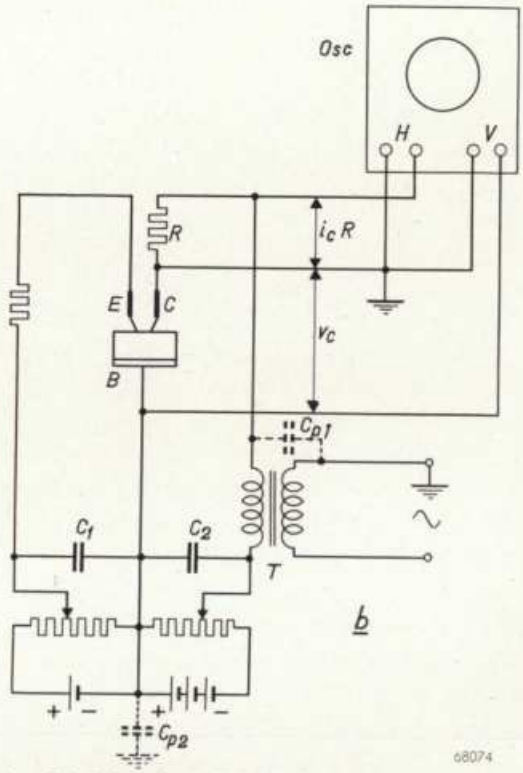


Fig. 3. Primitieve schakelingen voor het oscillografisch opnemen van (*a*) de emitterkarakteristiek bij collectorstroom nul, en (*b*) de collectorkarakteristiek bij constante emitterstroom. *B-E-C* transistor (vgl. fig. 1). *T* transformator. *R* voorschakelweerstand. *Osc* kathodestraaloscillograaf met twee versterkers; *H* ingangsklemmen voor de horizontale, *V* voor de verticale uitslag.

Wegens de gelijkstroomcomponenten, die door de gelijkrichtende werking in de transistorstromen optreden, zouden de beide versterkers gelijkspanningsversterkers moeten zijn. Door de eenzijdige aarding van de ingangsklemmen veroorzaken de parasitaire capaciteiten (C_{p1}, C_{p2}) lusvorming in het oscillogram (zie fig. 4).

De positie van de coördinaatassen — waarvan we wel de richting kennen — blijft derhalve onbepaald. Andere typen oscillografen, zoals GM 3152 [4]) en GM 3156 [5]), bevatten slechts één versterker, die trouwens evenmin als gelijkspanningsversterker is ingericht.

De tweede moeilijkheid komt voort uit het feit dat in een normale oscillograaf de ingangen van de beide versterkers asymmetrisch (eenzijdig geaard) zijn en dus één klem gemeenschappelijk hebben.

In de eerste plaats sluit dit feit het gebruik van zulke versterkers uit in die gevallen waarin de twee klemmenparen welker spanningsverschillen men als functie van elkaar zou willen opnemen, geen klem gemeen hebben. Doch ook wanneer de klemmenparen wèl een punt gemeen hebben (in het geval van fig. 3*a* de emitter), dat dan aan aarde komt te liggen, treden storende effecten op als gevolg van onvermijdelijke parasitaire capaciteiten. De capaciteit C_{p1} tussen de spoelen van de transformator in fig. 3*a* bijv. staat parallel aan de weerstand R. De spanning over R is nu niet meer op elk ogenblik evenredig met de stroom i_e, want de wisselstroomcomponenten van i_e lopen nog maar voor een deel door R, en bovendien loopt er een parasitaire wisselstroom van de niet-geaarde pool van het net, via C_{p1} en R, naar de andere, geaarde, pool. Een en ander is er oorzaak van, dat in het oscillogram de heen- en de teruggaande lijn van de karakteristiek niet precies samenvallen, maar een min of meer wijde lus vormen (*fig. 4*).

Ook de capaciteit van de gelijkstroombronnen ten opzichte van aarde kan een shunt vormen, zoals uit fig. 3*b* is te zien. De bedoeling van deze schakeling is, de collectorspanning v_c op te nemen als functie van de collectorstroom i_c, bij bepaalde waarden van de emitterstroom. Indien hier de collector, door het aansluiten van de oscillograaf, met aarde wordt verbonden, komt de para-

[3]) Beschreven in Philips techn. T. **9**, 202-210, 1947.
[4]) Beschreven in Philips techn. T. **4**, 210-216, 1939.
[5]) Beschreven in Philips techn. T. **5**, 289-297, 1940.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

sitaire capaciteit C_{p2} van de gelijkstroombronnen tussen de collector en de basis te staan, en bovendien de parasitaire capaciteit C_{p1} van de transformator T parallel aan de weerstand R, waaraan de spanning voor de horizontale uitslag wordt ontleend.

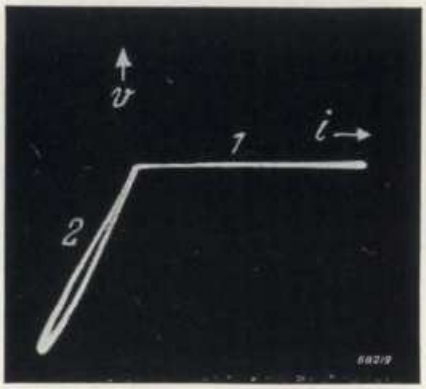


Fig. 4. Volgens fig. 3*a* opgenomen emitterkarakteristiek. *1* doorlaatrichting, *2* keerrichting (met duidelijke lusvorming). De coördinaatassen ontbreken.

Zou men de karakteristiek van een vacuumdiode opnemen, dan staat reeds bij voorbaat vast, dat bij lage frequenties (waarbij de invloeden van electrodencapaciteit en looptijd van de electronen te verwaarlozen zijn) de goed opgenomen karakteristiek geen lus zal vertonen. Neemt men toch een lus waar, dan kan deze dus geheel worden toegeschreven aan een onvolkomenheid in de meetinrichting, zoals we die voor fig. 3 hebben gesignaleerd. In zo'n geval is een zekere mate van lusvorming weinig hinderlijk. Bij een nieuw element als de transistor echter is men er niet zo zeker van of een eventueel waargenomen lus wel geheel op rekening van de meetinrichting mag worden geschreven. Bij doorslag bijv. — we zullen daarvan straks een opname zien — treedt een merkbare warmte-ontwikkeling op, die door de warmtetraagheid tot reële lusvorming aanleiding kan geven. Daarom dient voor deze doeleinden de meetinrichting geheel vrij te zijn van de genoemde fout.

Een geheel voor ons doel geschikte oscillograaf, met twee symmetrische gelijkspanningsversterkers, bevindt zich op het ogenblik nog in een stadium van ontwikkeling. Gebruik makend van het bestaande Philips-instrumentarium zijn wij echter ook tot een goede oplossing gekomen, zoals uit het onderstaande zal blijken.

Inschrijven van de coördinaatassen

Aan het eerste bezwaar — het ontbreken van de coördinaatassen — kan op eenvoudige wijze worden tegemoetgekomen door elk der versterkers van de oscillograaf te vervangen door een electronische schakelaar, waarvan één ingang ongebruikt blijft. De schakeling wordt dan zoals schematisch is weergegeven in *fig. 5*. Hierin zijn de electronische schakelaars duidelijkheidshalve getekend als gewone tweepolige commuterende schakelaars, en is dus afgezien van het feit dat zij tevens versterken. Deze wijze van voorstellen — die impliceert dat een gelijkspanningscomponent van de ingangspanningen mede wordt overgedragen — is geoorloofd, daar deze gelijkspanningen door het commuteren worden omgezet in rechthoekige wisselspanningen, die, mits de commuteringsfrequentie niet al te laag is, onvervormd worden doorgegeven.

Men moet zich voorstellen, dat de schakelaars S_V en S_H met verschillende commuteringsfrequenties heen en weer gaan. Deze frequenties kiest men bijv. hoger dan de frequentie van de spanning die door de transformator T wordt geleverd. Er zijn dan steeds intervallen waarin beide schakelaars in de stand staan die in fig. 5 met getrokken lijnen is aangegeven. Dan wordt op de oscillograaf een stukje van de karakteristiek — in dit geval weer $v_e = f(i_e)$ — zichtbaar. Even later heeft bijv. S_V de gestippelde stand aangenomen. De spanning voor de verticale uitslag is dan nul, die voor de horizontale uitslag echter niet, zodat de lichtstip op het scherm een stukje van de horizontale as beschrijft. Nog iets later staan beide schakelaars in de gestippelde stand, en zolang dit duurt, staat de lichtstip in de oorsprong. In de intervallen ten slotte waarin S_V de getrokken en S_H de gestippelde stand heeft, wordt een stukje van de verticale as beschreven. Men krijgt dus (gestippeld) de karakteristiek, de beide coördinaatassen (althans voor van een gedeelte dat overeenkomt met de „zwaai" de stromen of spanningen), en de oorsprong te zien.

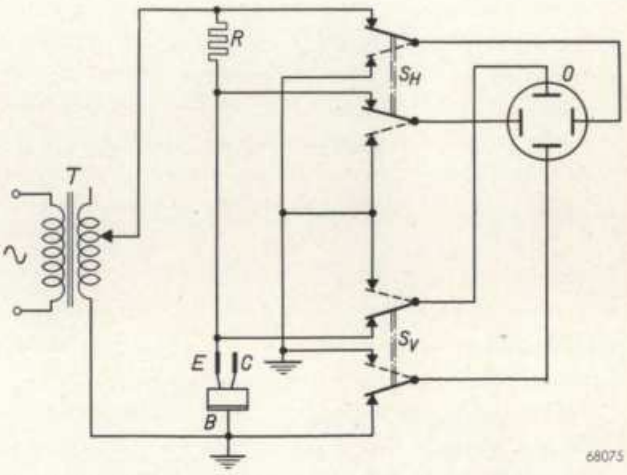


Fig. 5. De schakelaars S_H en S_V stellen electronische schakelaars voor, die in de plaats zijn gekomen van de versterkers in de oscillograaf *Osc* van fig. 3. *O* oscillograafbuis.
Op deze wijze worden, behalve de karakteristiek, ook de beide coördinaatassen en de oorsprong zichtbaar.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Een electronische schakelaar die voor ons doel geschikt is, is het type GM 4580 [6]). De commuteringsfrequentie is hierbij regelbaar van 2 Hz tot 40000 Hz (bij het nieuwste type, GM 4580/01, tot 50000 Hz).

Het opnemen van twee spanningen zonder gemeenschappelijk punt

Hebben de ingangen der versterkers van de oscillograaf een klem gemeen, en komt dientengevolge het met deze klem verbonden punt van de schakeling aan aarde te liggen, dan oefenen, zoals we met behulp van fig. 3 hebben laten zien, parasitaire capaciteiten een storende invloed uit. Het gebruik van twee geheel van elkaar onafhankelijke ingangen daarentegen laat ons de vrijheid, een zodanig punt van de schakeling te aarden dat deze invloed verdwijnt. Had bijv. de oscillograaf van fig. 3*a* en 3*b* de bedoelde eigenschap, dan konden we het punt B met aarde verbinden, in welk geval de uit het net afkomstige, via C_{p1} lopende, parasitaire wisselstroom zijn weg naar aarde niet meer door R, maar door de secundaire spoel van de transformator zou nemen, en waarbij noch C_{p1} een shunt over R, noch (in fig. 3*b*) C_{p2} een shunt over de collector zou vormen. Bovendien zou de beschikking over een oscillograaf met onafhankelijke ingangen uiteraard de mogelijkheid geven, de spanning v_V tussen twee klemmen *1* en *2* op te nemen als functie van de spanning v_H tussen twee andere klemmen *3* en *4*, onafhankelijk van een eventuele spanning tussen de klem *1* of *2* enerzijds en de klem *3* of *4* anderzijds.

In het volgende zullen wij laten zien, dat de bedoelde onafhankelijkheid van de twee ingangen wordt verkregen indien de versterkers (i.c. electronische schakelaars) een symmetrische ingang hebben en op een bepaalde wijze zijn voorzien van tegenkoppeling, zoals is voorgesteld in *fig. 6*.

We beschouwen eerst alleen één van de versterkers, bijv. A_V. De potentialen van de ingangsklemmen ten opzichte van aarde noemen we v_a en v_b, die van de uitgangsklemmen v_A en v_B. Nu is

$$v_a = \tfrac{1}{2}(v_a + v_b) + \tfrac{1}{2}(v_a - v_b)$$

en

$$v_b = \tfrac{1}{2}(v_a + v_o) - \tfrac{1}{2}(v_a - v_b)\,.$$

Hierin is $v_a - v_b$ de ingangspanning v_V, en $\frac{1}{2}(v_a + v_b)$ de gemiddelde potentiaal van de ingangsklemmen ten opzichte van aarde.

De versterking m, die we veel groter dan 1 willen onderstellen, is de verhouding van het spanningsverschil $v_A - v_B$ tussen de uitgangsklemmen tot het spanningsverschil $v_a - v_b$ tussen de ingangsklemmen:

$$v_A - v_B = m(v_a - v_b) = m v_V\,.$$

$v_A - v_B$ bepaalt de grootte van de verticale uitslag op de oscillograaf. Deze uitslag is dus — afgezien van een straks te maken voorbehoud — onafhankelijk van de spanning $\frac{1}{2}(v_a + v_b)$, met andere woorden: we behoeven v_a en v_b niet te beschouwen als spanningen ten opzichte van aarde, maar we mogen ze even goed beschouwen als spanningen ten opzichte van een ander punt, dat zelf een willekeurige spanning ten opzichte van aarde heeft.

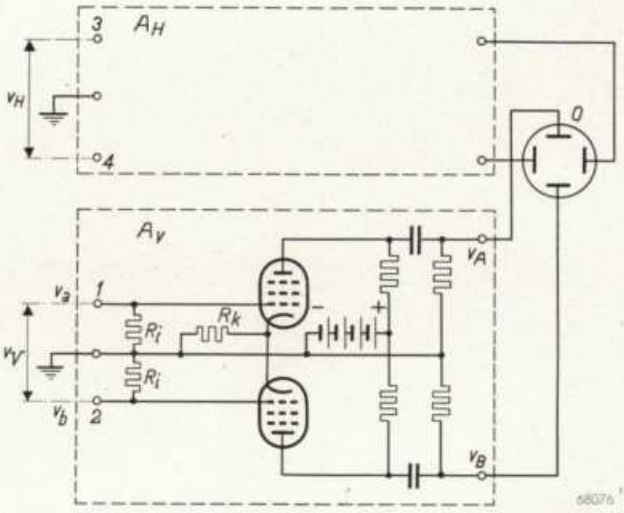


Fig. 6. Oscillograafbuis *O* met identieke versterkers, A_H en A_V, voor de twee afbuigrichtingen. R_i ingangsweerstanden, R_k kathodeweerstand. Het verkregen oscillogram geeft $v_V = f(v_H)$ weer, tot op zekere hoogte onafhankelijk van de spanning tussen de klemmenparen *1-2* en *3-4*.

Dit geldt natuurlijk ook ten aanzien van de horizontale uitslag, indien de daarvoor gebruikte versterker (A_H, ingangspanning v_H) op dezelfde wijze is ingericht. Men kan derhalve een spanning v_V als functie van een spanning v_H opnemen, onafhankelijk van het spanningsniveau van elk der ingangsklemmenparen, dus zonder dat de klem *1* of *2* dezelfde potentiaal moet hebben als de klem *3* of *4*.

In het bovenstaande werd echter nog geen rekening gehouden met de invloeden die de somspanning, $v_a + v_b$, toch kan hebben, niet alleen op de grootte van de uitslag, maar ook op de scherpte van het beeld.

In de eerste plaats zou $\frac{1}{2}(v_a + v_b)$ zo groot kunnen zijn dat de buizen zouden worden overbelast en de versterker dus vervorming zou vertonen. Dit nu wordt krachtig tegengegaan door in de gemeenschappelijke kathodeleiding van de als balansversterker geschakelde buizen een grote (niet door een condensator overbrugde) weerstand R_k op te nemen (fig. 6). De somspanning oefent op

6) Beschreven in Philips techn. T. **9**, 340-346, 1947.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

de twee kathodestromen invloed in dezelfde zin uit, zodat de stroom door R_k in overeenstemming met de somspanning verandert en een groot gedeelte van $\frac{1}{2}(v_a + v_b)$ in R_k wordt opgenomen. Met andere woorden: R_k bewerkstelligt ten aanzien van de somspanning een sterke tegenkoppeling.

De verschilspanning, $v_a - v_b$, daarentegen oefent op de twee kathodestromen invloed in onderling tegengestelde zin uit en laat dus de stroom door R_k onveranderd. De versterking m van de verschilspanning blijft derhalve door het aanbrengen van R_k onaangetast.

De spanningen van de uitgangsklemmen worden nu:

$$v_A = n\cdot\tfrac{1}{2}(v_a + v_b) + m\cdot\tfrac{1}{2}(v_a - v_b), \quad . . \quad (1)$$

en

$$v_B = n\cdot\tfrac{1}{2}(v_a + v_b) - m\cdot\tfrac{1}{2}(v_a - v_b), \quad . . \quad (2)$$

waarin $n \ll m$.

Evenals in het geval zonder de tegenkoppelweerstand, is de spanning $v_A - v_B$, die de grootte van de uitslag bepaalt, dus gelijk aan $m(v_a - v_b)$.

Van belang is echter ook $\frac{1}{2}(v_A + v_B)$, de gemiddelde potentiaal van de uitgangsklemmen ten opzichte van aarde, want deze spanning is tevens de gemiddelde potentiaal van het afbuigplatenpaar ten opzichte van de (geaarde) versnellingsanode van de kathodestraalbuis. Deze potentiaal defocusseert de electronenbundel en moet dus, wil men een scherp beeld verkrijgen, klein worden gehouden. De defocussering is het tweede effect van $v_a + v_b$ waarop we zoëven doelden.

We vinden uit (1) en (2):

$$\tfrac{1}{2}(v_A + v_B) = n\cdot\tfrac{1}{2}(v_a + v_b)\,,$$

en zien hieruit, dat we, om het genoemde effect gering te doen zijn, n klein moeten maken, dus — ook om deze reden! — sterk moeten tegenkoppelen ten aanzien van de somspanning.

(Deze defocusseringskwestie doet zich uiteraard alleen voor indien $v_a + v_b$ een wisselspanning is; de defocussering geschiedt dan periodiek. Is $v_a + v_b$ een zuivere gelijkspanning, dan is $v_A + v_B$ nul, aangezien de koppelcondensatoren geen gelijkstroom doorlaten, en treedt er geen defocussering op.)

Verdere bijzonderheden over het gebruik van de schakeling

De schakeling waartoe wij in het voorgaande zijn gekomen, is die van *fig. 7*. Ze bestaat uit twee electronische schakelaars GM 4580 (*H* voor de horizontale, *V* voor de verticale uitslag) en uit een oscillograafbuis met toebehoren. Wegens de symmetrische uitgang van de electronische schakelaars wordt een buis gebruikt waarvan de vier afbuigplaten symmetrisch zijn uitgevoerd, bijv. type DN 9-4.

Van één der electronische schakelaars zijn in fig. 7 de belangrijkste onderdelen getekend. Het zijn twee dubbele penthoden EFF 51, elk met een kathodeweerstand, R_{kI} en R_{kII}. Door ieder van deze weerstanden wordt een hulpstroom i_{comm} met rechthoekige krommevorm geleid, betrokken van een (niet getekende) multivibrator. De twee hulpstromen (commuteringstromen) verschillen 180° in faze, zodat de buizen afwisselend door de spanning $i_{comm}\ R_k$ worden afgeknepen. De frequentie van de stroom i_{comm} is, zoals al werd vermeld, regelbaar.

Aan één der stuurroosters van de buizen EFF 51 kan men een regelbare, positieve of negatieve, gelijkspanning geven (E_I, E_{II}). Hiermee kunnen de beelden die bij de ingangen *I*, resp. *II*, behoren, ten opzichte van elkaar worden verschoven [7]), en wel bij de bovenste electronische schakelaar in fig. 7 in horizontale richting, bij de onderste in verticale richting. Deze gelijkspanningen zijn meestal niet storend voor de keten waarop de electro-

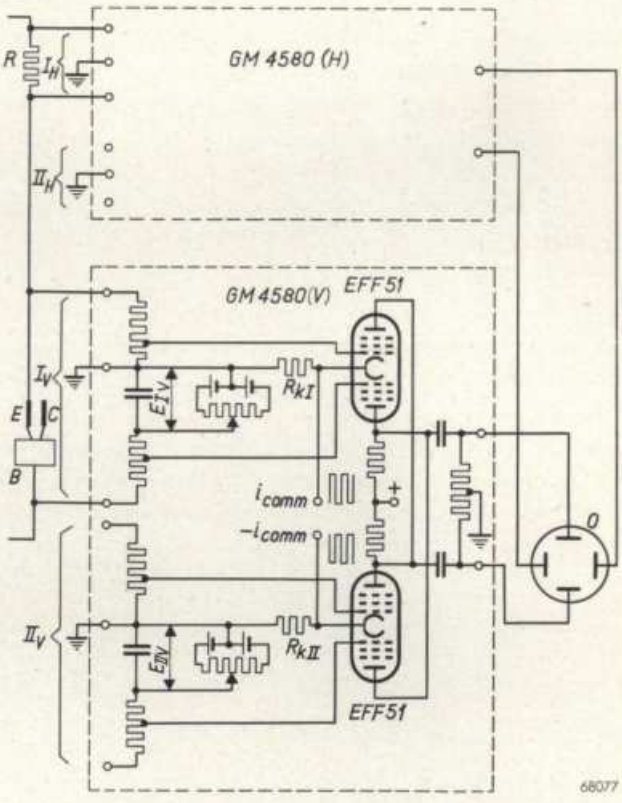


Fig. 7. Oscillograafbuis *O* met twee electronische schakelaars GM 4580 (*H* = horizontaal, *V* = verticaal), ieder met twee symmetrische ingangen en twee dubbele penthoden EFF 51. R_{kI}, R_{kII} kathodeweerstanden. i_{comm} en $-i_{comm}$ commuteringstromen. E_{IV} en E_{IIV} regelbare gelijkspanningen (hier moet E_{IV}, evenals de niet aangegeven spanning E_{IH}, nul zijn).

[7]) Zie het in noot [6]) aangehaalde artikel, blz. 345 en 346.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

nische schakelaar is aangesloten, maar in het geval van een meetobject als een transistor zijn zij dat wel. Men ziet bijv. uit fig. 7, dat E_{I_V} (zij het via hoge weerstanden) invloed heeft op de gelijkstroominstelling van de transistor. Om deze reden hebben wij bij de twee gebruikte ingangen (I in fig. 7) de regelbare gelijkspanning nul gemaakt (dit is de enige verandering die in de electronische schakelaars GM 4580 moest worden aangebracht). Bij de twee andere ingangen, die nergens mee worden verbonden, wordt wèl van de regelbare gelijkspanning (E_{II}) gebruik gemaakt, ten einde de coördinaatassen op de goede plaats te krijgen. Dit gebeurt als volgt.

We stellen de inrichting in werking, echter nog zonder stroom door de transistor te sturen. Als gevolg van het commuteren levert elk van de electronische schakelaars nu een rechthoekige wisselspanning, waarvan de amplitude afhangt van E_{II_V} resp. E_{II_H}. Deze spanningen hebben niet dezelfde frequentie, de commuteringsfrequenties waren immers verschillend ingesteld. Zoals gemakkelijk is in te zien, bestaat nu het beeld dat op de oscillograaf verschijnt, uit vier stippen, gelegen op de hoekpunten van een rechthoek. De breedte van de rechthoek is afhankelijk van de gelijkspanning E_{II_H} in de electronische schakelaar voor de horizontale afbuiging, de hoogte hangt af van de gelijkspanning E_{II_V} in de schakelaar voor de verticale afbuiging. Door verandering van deze gelijkspanningen kunnen de vier stippen tot samenvallen worden gebracht, hetgeen de juiste instelling is. Dat voor deze instelling E_{II_H} en E_{II_V} in het algemeen niet nul zijn, is een gevolg van kleine verschillen tussen de buizen. Op den duur kunnen deze verschillen iets veranderen, zodat de genoemde instelling nu en dan moet worden herhaald.

Stuurt men vervolgens stroom door de transistor, dan verschijnen op het scherm, zoals beschreven werd, de karakteristiek en de beide assen.

Een oscillograafbuis is iets gevoeliger op het paar afbuigplaten dat zich het dichtst bij het electronenkanon bevindt, dan op het andere paar. Het is doelmatig, de versterkingen van de electronische schakelaars zo in te stellen dat dit verschil juist wordt gecompenseerd. We zullen in het volgende aannemen dat dit het geval is.

Enige transistorkarakteristieken

Emitterkarakteristiek bij $i_c = 0$ en collectorkarakteristiek bij $i_e = 0$

In *fig. 8* is de schakeling weergegeven waarmee, al naar gelang van de stand van de schakelaar S, een der beide zg. diodekarakteristieken (de emitterkarakteristiek bij collectorstroom nul, resp. de collectorkarakteristiek bij emitterstroom nul) kan worden opgenomen.

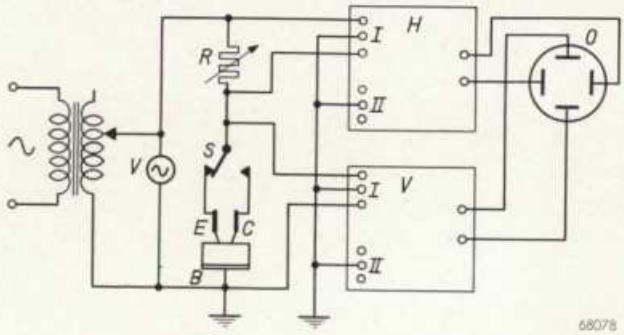


Fig. 8. Schakeling voor het opnemen van de emitter- en de collectorkarakteristiek.

Zoals werd gezegd, vertoont zowel het emitter- als het collectorcontact gelijkrichtende werking. De diodekarakteristieken hebben dan ook in de buurt van de oorsprong een scherpe bocht. Het hangt af van de grootte van de weerstand R, welk van de beide stukken van de karakteristiek men goed te zien krijgt: is R in de orde van grootte van de weerstand in de doorlaatrichting (*fig. 9a*), dan wordt de doorlaatkarakteristiek duidelijk afgebeeld en

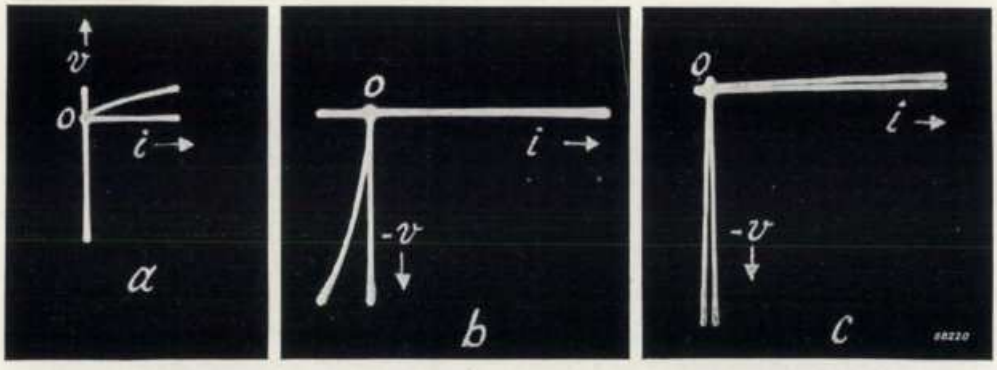


Fig. 9. Diodekarakteristiek van een transistor, opgenomen met verschillende waarden van de voorschakelweerstand R: *a*) R van dezelfde orde van grootte als de weerstand in de doorlaatrichting, (*b*) R van dezelfde orde van grootte als de weerstand in de keerrichting, (*c*) tussengeval.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

valt de karakteristiek van de keerrichting nagenoeg samen met de negatieve v-as; maakt men R veel groter (fig. 9*b*), dan valt de doorlaatkarakteristiek ongeveer op de i-as, terwijl de keerkarakteristiek goed zichtbaar wordt. Fig. 9*c* geeft een tussengeva

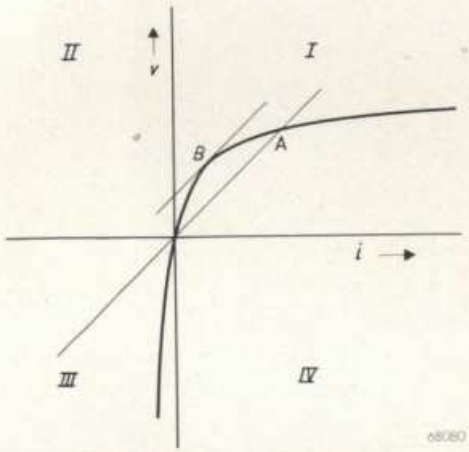


Fig. 10. Diodekarakteristiek van een transistor, op vergrote schaal. In kwadrant *I* ligt de karakteristiek van de doorlaatrichting, in kwadrant *III* die van de keerrichting. In het snijpunt *A* van de karakteristiek met de door de oorsprong getrokken lijn die een hoek van 45° met de assen maakt, is de weerstand van de emitter (of collector) gelijk aan de gebruikte voorschakelweerstand *R*. In *B*, waar de raaklijn aan de karakteristiek een hoek van 45° met de assen maakt, is de differentiaalweerstand gelijk aan *R*.

weer, waarin beide gedeelten van de karakteristiek nog juist te zien zijn. Het is om deze reden dat de weerstand R continu regelbaar is gemaakt, van 1800 ohm tot 200 000 ohm. De grootte van R is afleesbaar.

In *fig. 10* is de karakteristiek vergroot afgebeeld. Trekken we door de oorsprong een lijn onder een hoek van 45° met de assen, dan snijdt deze de karakteristiek in een punt A, waarvoor geldt dat de verhouding van spanning en stroom er juist gelijk is

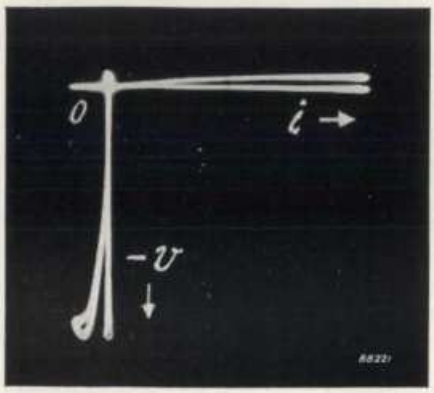


Fig. 11. Bij te hoog opgevoerde spanning treedt doorslag op, hetgeen op het oscillogram zichtbaar is doordat van een zeker punt af bij toenemende stroom de spanning afneemt. Bij meting met niet te lage frequentie (50 Hz bijv.) ontstaat dan een lus in het oscillogram.

aan R. In het punt B, waar de raaklijn onder een hoek van 45° loopt, is de differentiaalweerstand gelijk aan R. Wil men weten bij welke waarde van stroom en spanning de weerstand, resp. de differentiaalweerstand, een zekere waarde R' heeft, dan neemt men dus de karakteristiek op met $R = R'$ en bepaalt daarin de punten A en B.

Een geschikte waarde van de wisselspanning om de meting bij uit te voeren is 100 V (effectieve waarde). Voert men de spanning op, dan bereikt men ten slotte een waarde waarbij doorslag optreedt. Dit is op de oscillograaf duidelijk te zien (*fig. 11*), doordat van een bepaalde stroomwaarde af een verdere vergroting van de stroom verlaging van de spanning veroorzaakt. Hierbij wordt een (ditmaal reële!) lus gevormd. De spanning waarbij dit gebeurt, kan op een voltmeter worden afgelezen.

Collectorkarakteristieken met de emitterstroom als parameter

Indien men de collectorspanning opneemt als functie van de collectorstroom bij verschillende waarden van de telkens constant gehouden emitterstroom, ontstaat een bundel karakteristieken als is voorgesteld in *fig. 12*.

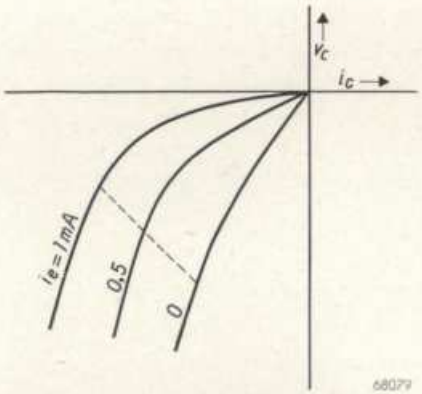


Fig. 12. Collectorkarakteristiek $v_c = f(i_c)$ bij verschillende constante waarden van de emitterstroom i_e.

Laat men de emitterstroom variëren, bijv. van 0 tot 1 mA, dan variëren de collectorspanning en -stroom volgens de in fig. 12 getekende stippellijn. Deze maakt een hoek van 45° met de assen indien de schaal van v_c dezelfde is als die van $i_c R_2$ (waarin R_2 de belastingsweerstand in de collectorketen is), hetgeen wij hier onderstellen. De lengte van deze lijn is evenredig met de zwaai van i_c en dus een maat voor de verhouding van deze zwaai tot de emitterstroomzwaai; deze verhouding is enigszins analoog aan de steilheid van een versterkbuis. Door middel van de beschreven meetinrichting kan men de genoemde lijn gemakkelijk zichtbaar

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

maken (*fig. 13*), door v_c op te nemen als functie van i_c terwijl in de emitterkring op de emittergelijkstroom een bepaalde wisselstroom is gesuperponeerd.

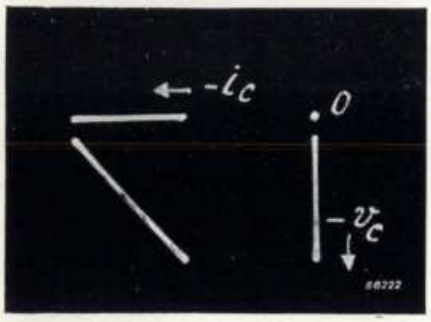


Fig. 13. Collectorspanning v_c als functie van de collectorstroom i_c, met een wisselstroombron in de emitterketen.

De lengte en de positie van de zo verkregen lijn hangen in het algemeen af van de gelijkstroominstellingen van de transistor. Evenals het bij een versterkbuis vaak gewenst is dat de steilheid weinig met de instelling varieert, is het in vele gevallen bij een transistor gewenst dat de verhouding van collectorstroomzwaai tot emitterstroomzwaai weinig van de instelling afhangt. Om na te gaan wat de invloed van de collectorgelijkstroom is, kan men deze stroom langzaam variëren, door op de collectorstroom een wisselstroom te superponeren met een frequentie die veel lager is dan de frequentie van de emitterstroom. In het oscillogram wordt dan een reeks van onder ongeveer 45° lopende

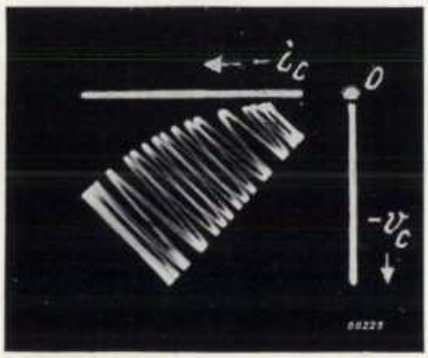


Fig. 14. Oscillogram van de collectorspanning als functie van de met een frequentie van 50 Hz zwaaiende collectorstroom, terwijl de emitterstroom met een frequentie van 1000 Hz tussen bepaalde grenzen zwaait. Daar de verhouding van de twee frequenties hier precies een geheel getal was (20), is het verkregen resultaat een figuur van Lissajous.

lijnen geschreven (*fig. 14*). Om duidelijk te laten zien hoe dit oscillogram is opgebouwd, is hier de verhouding van de frequenties juist gelijk gemaakt aan een geheel getal; het oscillogram is dan een figuur van Lissajous. Men kan echter in de practijk even goed werken met een willekeurige (maar steeds vrij grote) verhouding van de frequenties.

Het op deze wijze volgeschreven karakteristiekenveld wordt aan de ene zijde begrensd door de karakteristiek $v_c = f(i_c)$ voor de grootste waarde van i_e, aan de andere zijde door de overeenkomstige karakteristiek voor de kleinste waarde van i_e. Zoals men uit fig. 14 ziet, lopen deze begrenzende karakteristieken gedeeltelijk nagenoeg evenwijdig en zijn dus de er tussen gelegen lijnen onder 45° ongeveer constant van lengte. In dit gebied is derhalve voldaan aan de wens dat de verhouding van de collector- en de emitterstroomzwaai weinig van de instelling afhangt.

Collectorstroom en collectorspanning als functie van de emitterstroom

Zoals in het bovenstaande werd aangetoond, is het bij de beschreven meetinrichting niet noodzakelijk dat de klemmenparen waarvan men de

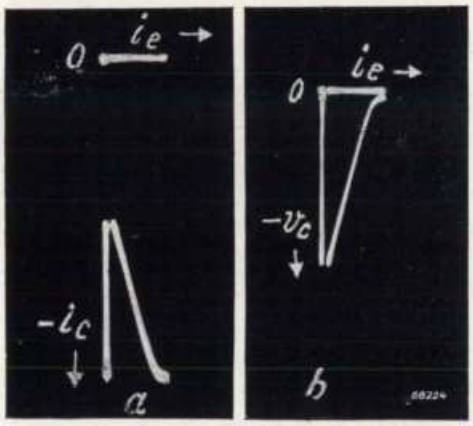


Fig. 15. *a*) Collectorstroom, (*b*) collectorspanning, beide als functie van de emitterstroom.

spanningsverschillen als functie van elkaar wil opnemen, een klem gemeen hebben. Ter demonstratie hiervan laten we in *fig. 15* twee opnamen zien waarbij inderdaad geen gemeenschappelijke klem aanwezig was, zoals uit de schakeling (*fig. 16*)

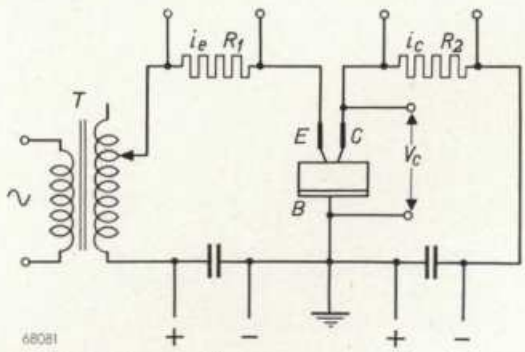


Fig. 16. Schakeling voor het opnemen van de collectorstroom of -spanning als functie van de emitterstroom. In het ene geval wordt i_cR_2, in het andere v_c, opgenomen als functie van i_eR_1. Men merke op, dat R_1 geen punt gemeen heeft met de collectorketen.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

blijkt: het zijn een opname van de collectorstroom en een van de collectorspanning, als functie van de emitterstroom.

De eerstgenoemde opname laat zien, dat er in een bepaald gebied een nagenoeg lineaire betrekking tussen i_c en i_e bestaat (wat ook al was gebleken uit fig. 14). De tweede opname vertoont een opvallende analogie met de karakteristiek van de anodestroom als functie van de roosterspanning van een versterkbuis.

gain, gain transductique, Betriebsverstärkung) k, dus

$$k = \frac{V_2^2/R_2}{(\frac{1}{2}V_1)^2/R_1} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (3)$$

Deze grootheid wordt voor een bepaalde waarde van R_2 maximaal en kan dan, bij de tegenwoordige transistors, een waarde van omstreeks 100 aannemen.

Maken we R_1 en R_2 variabel en afleesbaar, dan kan, zoals uit (3) blijkt, k worden bepaald door V_1 en V_2 te meten.

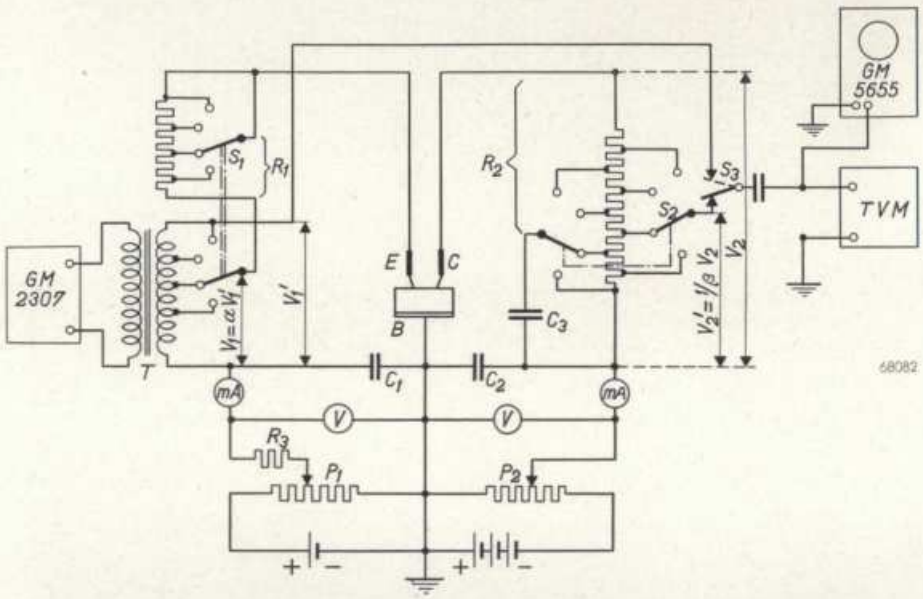


Fig. 17. Schakeling voor het direct aflezen van de „bedrijfsversterking" van een transistor (*B-E-C*). *T* ingangstransformator, gevoed uit een toongenerator GM 2307, die is ingesteld op bijv. 1000 Hz. S_1 schakelaar waarmee van de transformator een spanning $V_1 = aV_1'$ wordt afgetakt en tegelijk een zekere weerstand R_1 in de emitterkring wordt geschakeld. De schakelaar S_2 regelt de grootte van de weerstand R_2 in de collectorketen (C_3 is een voor de wisselstroom als kortsluiting te beschouwen condensator) en tegelijk de fractie β die van de over R_2 staande wisselspanning wordt afgetakt. De aftakkingen op de transformator en de weerstanden zijn zo gekozen dat $\beta^2/R_2 = 25a^2/R_1 =$ constant.

P_1, P_2 potentiometers voor het regelen van de gelijkstroominstelling. R_3 hoge weerstand, die zorgt voor handhaving van de gelijkstroominstelling in de emitterkring bij variëren van R_1. C_1, C_2 overbruggingscondensatoren.

Via de schakelaar S_3 wordt op de buisvoltmeter *TVM*, met decibel- en mW-schaal, de spanning V_1' vergeleken met V_2'. Bedraagt bij V_1' de aflezing 20 dB, dan wordt bij V_2' de versterking direct in dB afgelezen.

„Bedrijfsversterking"

In fig. 1 werd een als versterker geschakelde transistor voorgesteld. De spanning aan de ingang is, naar we nu onderstellen, afkomstig van een wisselspanningsbron, met effectieve waarde V_1 en inwendige weerstand R_1. De effectieve waarde van de wisselspanning over de uitgangsweerstand R_2 noemen we V_2.

Een belangrijke grootheid is de verhouding van het wisselstroomvermogen dat in R_2 wordt ontwikkeld — dus V_2^2/R_2 — tot het grootste vermogen dat de wisselspanningsbron V_1 kan afgeven, d.i. $(\frac{1}{2}V_1)^2/R_1$. Deze verhouding heet in de verbindingstechniek de „bedrijfsversterking" (transducer

Onze meetopstelling berust op dit principe, maar door een kunstgreep is de grootte van de bedoelde versterking direct in decibel afleesbaar gemaakt. De schakeling is weergegeven in *fig. 17*.

Hierin worden niet de spanningen V_1 en V_2 gemeten, maar er worden twee spanningen, V_1' en V_2', die op een bepaalde wijze met V_1 resp. V_2 samenhangen, onderling vergeleken (met behulp van de schakelaar S_3 en een buisvoltmeter). V_1' is de constante wisselspanning van de gehele secundaire wikkeling van een transformator T, die wordt gevoed bijv. uit een op 1000 Hz ingestelde toongenerator. Via de onderste arm van een tweepolige schakelaar S_1 wordt een breukdeel a van de

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

spanning V_1' als ingangspanning V_1 gebruikt:

$$V_1 = \alpha V_1' \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (4)$$

Met behulp van de andere arm van S_1 wordt de grootte van R_1 gevarieerd. De aftakkingen op de transformator en op de weerstand zijn zo gekozen dat in de vier standen van S_1 de verhouding α^2/R_1 constant is.

aftakking en aarde wordt met de buisvoltmeter gemeten. We noemen deze spanning V_2' en we stellen

$$V_2 = \beta V_2' \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (5)$$

De twee reeksen aftakkingen op de weerstand zijn zo gekozen, dat in de vier standen van S_2 de verhouding β^2/R_2 constant is, en juist 25 maal zo groot als de constante verhouding α^2/R_1.

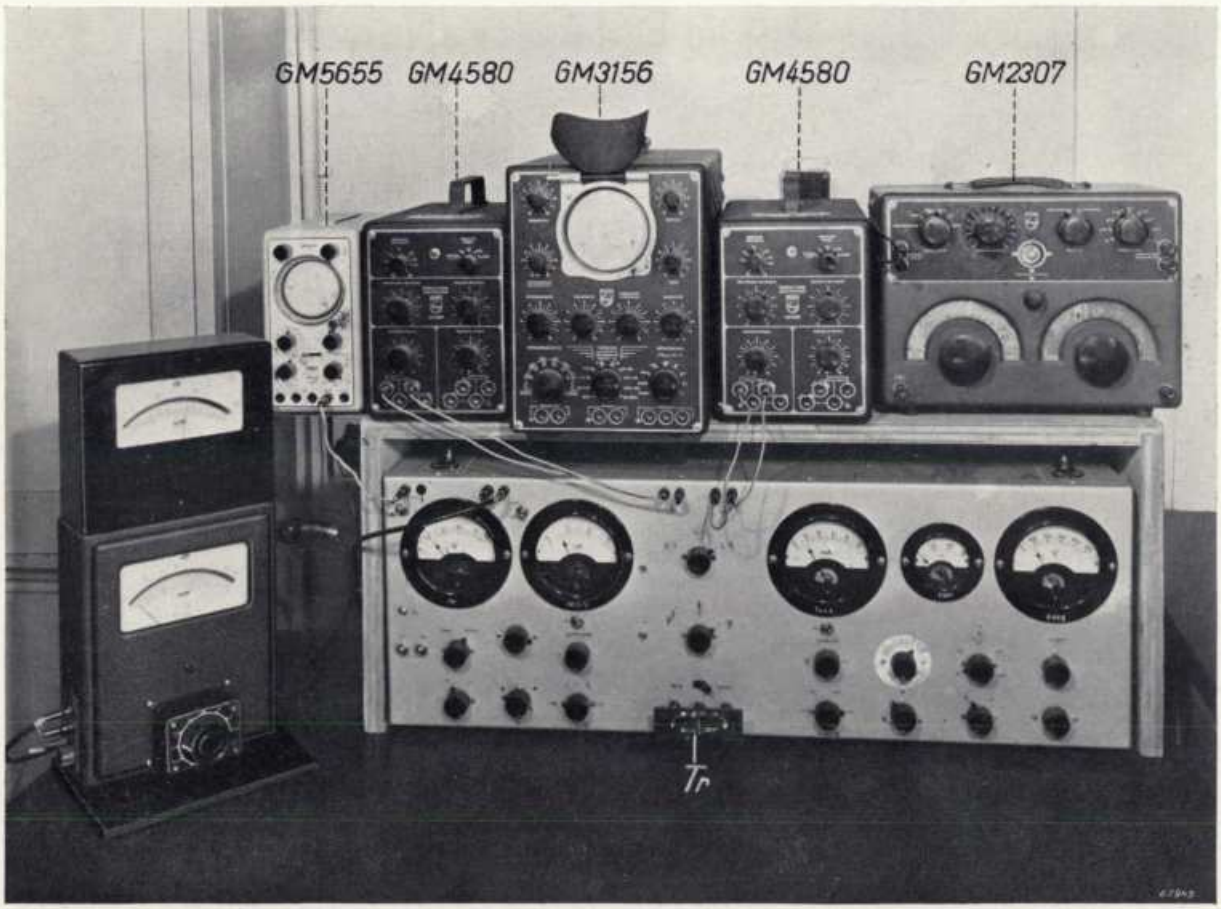


Fig. 18. Overzichtsfoto van de installatie. *Tr* in onderzoek zijnde transistor. Links en rechts daarvan knoppen en meters voor de gelijkstroominstellingen en voor de weerstanden die in de emitter- en de collectorketen zijn opgenomen. Daarboven, van links naar rechts: contrôle-oscillograaf GM 5655 (vgl. fig. 17), electronische schakelaar GM 4580, oscillograaf GM 3156, tweede electronische schakelaar GM 4580, toongenerator GM 2307. Geheel links de buisvoltmeter, met twee draaispoelmeters.

Van een tweede tweepolige schakelaar, S_2, sluit de onderste arm een groter of kleiner gedeelte van de weerstand in de collectorketen kort; het overschietende gedeelte is R_2. Het kortsluiten geschiedt over een condensator C_3, zodat de gelijkstroominstelling van de collector bij het variëren van R_2 niet wordt gewijzigd [8]).

De tweede arm van S_2 maakt contact met een aftakking op R_2. De wisselspanning tussen deze

Substitutie van (4) en (5) in (3) levert:

$$k = \frac{(\beta V_2')^2/R_2}{\frac{1}{4}(\alpha V_1')^2 R_1} = 4\,\frac{\beta^2/R_2}{\alpha^2/R_1}\left(\frac{V_2'}{V_1'}\right)^2 = 4 \times 25\left(\frac{V_2'}{V_1'}\right)^2 = 100\left(\frac{V_2'}{V_1'}\right)^2.$$

Vinden we bijv. dat V_2' juist gelijk is aan V_1', dan is $k = 100$.

Wordt de schakelaar S_3 in de gestippeld getekende stand geplaatst, dan komt de spanning V_1' tussen de klemmen van de buisvoltmeter te staan. Deze meter zou zo kunnen worden ingericht dat

[8]) Het veranderen van de gelijkstroominstelling van de emitter, bij variëren van R_1, wordt tegengegaan door een weerstand R_3 (fig. 17), die veel hoger is dan R_1, zodat de stroom door R_3 nagenoeg onafhankelijk van R_1 is.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

hij, bij een spanning die een geschikte waarde heeft om als V_1' dienst te doen, 100 aanwijst, en bij een spanning $V_2' = pV_1'$ een waarde $100\,p^2$, zodat k direct kan worden afgelezen.

Wij hebben er echter de voorkeur aan gegeven, k af te lezen in decibel. $V_2' = V_1'$ komt, zoals we zagen, overeen met $k = 100$, d.i. $10 \log 100 = 20$ dB, en $V_2' = pV_1'$ dus met $k = 100\,p^2$, dit is met $10 \log (100\,p^2) = (20 + 20 \log p)$ dB. De voltmeter heeft een zodanige schaal, dat men, bij een spanning V op de klemmen, afleest:

$$c \text{ dB} = 20 \log (V/V_0) \text{ dB},$$

waarin V_0 een als nulniveau gekozen spanning is. Dus bij meting van V_2' lezen we af:

$$a \text{ dB} = 20 \log (V_2'/V_0) \text{ dB},$$

en bij meting van V_1' lezen we af:

$$b \text{ dB} = 20 \log (V_1'/V_0) \text{ dB}.$$

Het verschil tussen deze twee aflezingen is:

$$a - b = 20 \log (V_2'/V_1') = 20 \log p.$$

De te meten „bedrijfsversterking" is derhalve:

$$k = (20 + a - b) \text{ dB}.$$

Kiezen we V_1' zodanig dat $b = 20$ dB, dan geeft de aflezing a direct k in dB.

Het draaispoelinstrument van de buisvoltmeter is niet alleen voorzien van een in decibel geijkte schaal, maar ook van een schaal met een verdeling volgens $V_2'^2$, waarop het in R_2 ontwikkelde wisselstroomvermogen in mW kan worden afgelezen. Dit vermogen is immers $V_2^2/R_2 = \beta^2 V_2'^2/R_2 = \text{const.} \times V_2'^2$, zodat bij verzetten van de schakelaar S_2 de ijking van de schaal dezelfde blijft. Een andere (niet getekende) schakelaar geeft de keus uit twee gevoeligheden: bij de ene stand komt de volle uitslag overeen met 23 dB en 1 mW, bij de andere met 34 dB en circa 12 mW. Omdat één instrument met vier schalen niet practisch is, worden twee draaispoelmeters gebruikt, elk met één dB- en één mW-schaal. Tegelijk met de gevoeligheid wordt van de ene op de andere draaispoelmeter overgeschakeld.

Bij het kiezen van V_1' moeten we er op letten dat er geen vervorming optreedt. Ter contrôle hiervan is parallel met de klemmen van de voltmeter een oscillograaf aangesloten (fig. 17). Is daarop te zien dat de uitgangspanning vervormd is, dan moet V_1' worden verkleind tot de vervorming is verdwenen.

Een overzicht van de meetopstelling geeft *fig. 18.*

Samenvatting. De transistor is een schakelelement, dat, evenals de triode, signalen kan versterken. Een bepaalde uitvoering bestaat uit een germaniumkristal (met een overschot aan geleidingselectronen), dat is gesoldeerd op een basiselectrode, en uit twee zeer dicht bij elkaar geplaatste metalen puntjes (de emitter en de collector), die op het kristal rusten.

Beschreven wordt een meetinrichting waarmee diverse transistorkarakteristieken oscillografisch kunnen worden opgenomen en de „bedrijfsversterking" gemeten.

Voor het eerste doel wordt gebruik gemaakt van twee electronische schakelaars type GM 4580. Aan één paar ingangsklemmen van de ene schakelaar wordt bijv. de emitterspanning gelegd, aan één paar ingangsklemmen van de andere schakelaar bijv. de spanning die door de emitterstroom in een weerstand wordt opgewekt. In de emitterketen bevindt zich voorts nog een wisselspanningsbron. De uitgangsklemmen van de electronische schakelaars zijn verbonden met de platen voor de verticale, resp. de horizontale afbuiging van een kathodestraalbuis. Op het scherm van deze buis wordt dan de karakteristiek (emitterspanning als functie van de emitterstroom) zichtbaar, en bovendien — daar de andere paren ingangsklemmen van de electronische schakelaars open blijven — de coördinaatassen en de oorsprong.

Naar wordt aangetoond, is het — dank zij de symmetrische ingangen en de toegepaste wijze van tegenkoppelen in de electronische schakelaars — niet nodig dat de tegen elkaar uitgezette spanningen een punt gemeenschappelijk hebben. Het aansluiten van de meetinrichting voert daardoor niet automatisch tot het aarden van een bepaald punt van de schakeling, hetgeen wegens de onvermijdelijke aanwezigheid van parasitaire capaciteiten aanleiding zou geven tot lusvorming in het oscillogram. Men heeft nu, integendeel, de vrijheid, een zodanig punt van de schakeling te aarden dat het storende effect van de parasitaire capaciteiten wordt opgeheven.

Op soortgelijke wijze kunnen andere karakteristieken worden opgenomen, bijv. de collectorspanning als functie van de collectorstroom bij constante of bij variërende emitterstroom, de collectorstroom als functie van de emitterstroom, enz.

In een andere schakeling wordt de „bedrijfsversterking" ("transducer gain") gemeten. De grootte van de versterking is op een meter direct in decibel afleesbaar.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

UIT DE FABRICAGE VAN KATHODESTRAALBUIZEN VOOR TELEVISIE-ONTVANGST

Glazen kathodestraalbuizen moeten aan de binnenzijde van de ballon zijn voorzien van een geleidende laag, die wordt verbonden met de anode van het electronenkanon. De laag dient om de secundaire electronen op te vangen, die door het fluorescentiescherm worden geëmitteerd.

De foto laat zien hoe deze laag wordt aangebracht in een glazen weergeefbuis. Door een slang wordt aquadag (een suspensie van colloïdaal grafiet in een oplossing van bepaalde organische stoffen in water) toegevoerd aan een borsteltje, dat aan een gebogen bladveer is bevestigd en door de hals van de ballon naar binnen wordt gestoken. De ballon, gecentreerd door drie leivlakken, draait om zijn as, doordat de atmosfeer hem drukt tegen een draaiende rubber ring, waarbinnen onderdruk wordt onderhouden. Bij het geleidelijk terugtrekken van de borstel worden achtereenvolgens het conische gedeelte van de ballon en de hals met aquadag ingesmeerd. Met zijn linkerhand regelt de uitvoerder van de bewerking de toevoer van aquadag.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

BOEKBESPREKING

Televisie, door F. Kerkhof en W. Werner, 458 blz. 370 figuren, 36 foto's — Philips Technische Bibliotheek — Meulenhoff & Co. N.V., Amsterdam 1951.

Het schrijven van een boek over televisie is een vrij hachelijke onderneming. De televisietechniek heeft immers in de laatste jaren op verschillende punten een snelle ontwikkeling doorgemaakt, die nog geenszins als afgesloten kan worden beschouwd. Het gevaar is dan ook niet denkbeeldig, dat bepaalde gedeelten van een boek over dit onderwerp zeer snel zullen verouderen.

De schrijvers hebben dit gevaar onderkend en hebben zich daarom tot doel gesteld om zoveel mogelijk de physische principes waarop de televisie en de daarbij gebruikte apparatuur berusten, naar voren te brengen. Deze physische grondslagen blijven immers juist, en de kans dat in de toekomst in de televisie gebruik zou worden gemaakt van apparatuur die op andere principes berust, is vrij gering. De auteurs zijn er dan ook in geslaagd een boek samen te stellen dat blijvende waarde zal hebben en dat nog met vrucht zal kunnen worden gebruikt, ook wanneer de techniek zich verder ontwikkelt.

Zoals uit het voorwoord blijkt, is de opzet van de schrijvers geweest een boek te schrijven dat geschikt zou zijn voor een brede groep van technisch geïnteresseerden, en wel voor mensen, die in opleiding uiteenlopen van de radiomonteur tot de academisch geschoolde. Ik meen, dat ze in deze opzet vrij goed zijn geslaagd.

De beschrijving is gemakkelijk te volgen. De essentiële eigenschappen van schakelingen worden naar voren gebracht. Voor de meer mathematisch geschoolden zijn op vele plaatsen berekeningen in kleinere druk ingevoegd. Deze berekeningen dienen soms om de in de normale letter gedrukte tekst wiskundig te funderen, soms ook om de dimensionnering van een schakeling nader te bepalen. Zonder schade voor het begrijpen van het geheel kunnen deze berekeningen evenwel worden overgeslagen.

Bij het lezen van het boek valt het op, dat op de problemen der televisie-ontvangst dieper wordt ingegaan dan op de problemen van studio- en zendapparatuur. Dit zal geen verbazing wekken wanneer men weet, dat aan de beide auteurs de ontwikkeling van televisie-ontvangers bij Philips is toevertrouwd. In de hoofdstukken die betrekking hebben op de ontvangst is het boek dan ook het meest „up to date". Men dient hieruit niet te concluderen dat studio- en zendtechniek zijn verwaarloosd. De behandeling van deze onderwerpen is echter meer summier, en diverse problemen die ermee samenhangen worden minder diepgaand besproken.

We willen hier een kort overzicht van de behandelde stof geven. In het eerste hoofdstuk wordt een algemeen overzicht gegeven van de wijze waarop beelden worden overgezonden. Het tweede hoofdstuk beschrijft het gedrag van electronen in electrische en magnetische velden. Het derde hoofdstuk is gewijd aan de opneembuizen en de weergeefbuizen.

In het volgende hoofdstuk worden verschillende zendsystemen behandeld en wordt nagegaan hoe de verschillende „informaties" die bij televisieoverdracht nodig zijn, worden overgebracht en aan de ontvangzijde worden gescheiden. Hierna volgen twee hoofdstukken waarin de relaxatietrillingen en de generatoren voor de afbuiging worden behandeld. Een afzonderlijk hoofdstuk is gewijd aan het opwekken van de in ontvangers benodigde hoogspanning voor de weergeefbuis.

Uitvoerig worden de problemen die verband houden met de versterking van brede frequentiebanden besproken. Daarna volgen de onderwerpen kabeloverdracht en antennes, in twee afzonderlijke hoofdstukken. Een hoofdstuk is gewijd aan de verschillende optische begrippen die vooral naar voren komen bij ontvangers met geprojecteerd beeld. Een hoofdstuk over kleurentelevisie ontbreekt niet. De verschillende door C.B.S. en R.C.A. in de Ver. Staten voorgestelde systemen worden behandeld. Ten slotte vindt men een hoofdstuk waarin twee complete schema's van televisie-ontvangers worden gegeven, en wel één voor een zendsysteem met positieve modulatie en één voor een zendsysteem met negatieve modulatie.

Het boek eindigt met enige aanhangsels, waaronder een lijst met omschrijvingen van in de televisietechniek gebruikte vaktermen en een uitgebreid literatuuroverzicht. Ook wordt nog aan de hand van een zestiental foto's aangegeven, wat de meest voorkomende fouten zijn bij een onjuiste instelling van een televisie-ontvanger, terwijl is vermeld hoe deze kunnen worden gecorrigeerd.

Dit werk is op een geschikt tijdstip verschenen. We staan immers in Nederland aan het begin van de invoering der televisie-omroep. Vele technici zullen hierin emplooi vinden en behoefte hebben aan een boek dat hen met de geheimen van de televisie vertrouwd kan maken. Het boek van Kerkhof en Werner is juist wat ze nodig hebben.

J. HAANTJES.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

OVERZICHT VAN RECENTE WETENSCHAPPELIJKE PUBLICATIES DER N.V. PHILIPS' GLOEILAMPENFABRIEKEN

Van deze publicaties, voorzover niet met een sterretje * gemerkt, verstrekt de Administratie van het Natuurkundig Laboratorium, Kastanjelaan, Eindhoven, op aanvrage overdrukken.

1945 : W. J. Oosterkamp: The applications of Geiger counters in X-ray diffraction (Trans. Instruments and Measurements Conference, Stockholm 1949).

Mededeling betreffende instrumenteel onderzoek door W. Parrish e.a. van Philips Laboratories, Inc., Irvington-on-Hudson, N.Y., U.S.A.) en betreffende beschouwingen van de schrijver over meetnauwkeurigheid bij het meten van sterke en zwakke röntgendiffractielijnen. Opmerkingen over een spectrometer welke ook voor grote waarden van de diffractiehoek gebruikt kan worden en over toepassingen voor onderwijsdoeleinden.

1946 : W. J. Oosterkamp: Design and applications of a dynamic electrometer (Trans. Instruments and Measurements Conference, Stockholm 1949).

Beschrijving van een instrument met hoge impedantie voor het meten van kleine gelijkspanningen. De te meten spanning wordt omgezet in een wisselspanning door middel van een condensator waarvan de capaciteit periodiek met de tijd varieert. Dit principe kan worden toegepast voor het meten van α-, β- en γ-stralen, voor de dosimetrie van röntgen- en ultraviolette stralen, de beproeving van isolatoren, p_H-meting enz. (zie Philips techn. T. **10**, 338-346, 1948).

1947 : N. W. H. Addink: A possible correlation between the zinc content of liver and blood and the cancer problem (Nature **166**, 693, 21 Oct. 1950).

Het zinkgehalte van diverse menselijke weefsels en bloed werd spectrochemisch bepaald. Bij aanwezigheid van kwaadaardig gezwelweefsel bevatte het bloed $16 \cdot 10^{-4}$% Zn (gemiddelde van 6 bepalingen, standaardafwijking van het gemiddelde $6 \cdot 10^{-4}$ %) tegen $7 \cdot 10^{-4}$% (6 bep., S_{gem} $1 \cdot 10^{-4}$%) normaal en $12 \cdot 10^{-4}$% (7 bep., S_{gem} $2 \cdot 10^{-4}$%) bij niet-kwaadaardige afwijkingen. Leverweefsel bevatte $75 \cdot 10^{-4}$% (6 bep., S_{gem} $12 \cdot 10^{-4}$%) tegen $53 \cdot 10^{-4}$% (7 bep., S_{gem} $5 \cdot 10^{-4}$%) in het geval van niet-kwaadaardige ziekten.

1948*: W. de Groot en A. A. Kruithof: De kleurendriehoek (Ned. T. Natuurk. **16**, 235-241, 1950, No. 10).

Beschrijving van een optische opstelling welke drie van passende kleurenfilters voorziene lichtspleten, een driehoekig scherm en een driehoekig diafragma bevat; het laatste is voorzien van een matglazen plaat, waarop de kleuren van de kleurendriehoek op de juiste plaatsen verschijnen als de lichtspleten door een gloeilamp worden verlicht (zie ook Philips techn. T. **12**, 141-146, 1950, No. 5).

1949 : J. Volger: Note on the Hall potential across an inhomogeneous conductor (Phys. Rev. **79**, 1013-1024, 1950, No. 6).

De verandering van het potentiaalveld in een homogene geleider van rechthoekige vorm ten gevolge van het Hall-effect wordt in eerste benadering berekend. Enkele belangrijke gevolgtrekkingen worden gemaakt voor het geval van een inhomogene geleider.

1950 : R. van der Veen: Induction phenomena in photosynthesis, III (Physiologia Plantarum **3**, 247-257, 1950, No. 3).

Aangetoond wordt dat de reactie van het wier Chlorella op plotselinge verlichting sterk afwijkt van die van hogere planten. Terwijl deze laatste altijd beginnen met een aanvankelijke opneming van koolzuur, gedraagt Chlorella zich juist andersom en geeft CO_2 af voordat de fotosynthese begint. Dit afgeven neemt toe met toenemende intensiteit, en met de duur van de voorafgaande donkere periode, het neemt af met toenemende temperatuur. Een ander verschil tussen hogere planten en Chlorella is, dat bij het laatste de adaptatietijd weinig gevoelig is voor de lengte van de donkere periode, terwijl bij hogere planten na een lange donkere periode de adaptatie een veel langere tijd vordert dan na een korte donkere periode. Een derde verschil is het gedrag in zuivere waterstof, zonder koolzuur. In deze omgeving reageren hogere planten op bestraling met een plotselinge afgifte van zuurstof, die bij Chlorella niet werd gevonden. Sommige wieren gedragen zich juist als Chlorella, andere lijken in hun gedrag op hogere planten.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!